

ERRATA (Stand: Jan. 2008) zu:

M. Rachner, 'Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1',
DLR-Mitteilung 98-01, 1998

- auf Seite 21 muss es in der 11. Zeile von unten heißen:
... , wobei die Einzelwerte zwischen 0.1373 und 0.1389 lagen.
....

- auf Seite 48, Gleichung 3.10.3 ist die angegebene Formel für die Temperaturableitung der Dichte falsch. Es muss heißen:

$$\rho_{liq} = a + b \cdot T + \frac{c}{d - T} \Rightarrow \left(\frac{\partial \rho_{liq}}{\partial T} \right)_p = b + \frac{c}{(d - T)^2}$$

Diese Korrektur hat keinen Einfluss auf irgendwelche
Tabellenwerte oder geplottete Kurvenverläufe in dem Bericht.

- auf Seite 51, Gleichung 3.11.8 erhält man etwas genauere Resultate, wenn man verwendet:

$$\Delta T = 5.E-06 \cdot T$$

- auf Seite 57, Gleichung 3.12.1 muss es heißen:

$$\mu_{liq}(T) = A \cdot \rho_{liq}^{\frac{1}{3}} \cdot \exp(C \cdot \rho_{liq} / T)$$

- zu Seite 63 bzw. Bild 3.13.2 ein zusätzlicher Hinweis:
Das Lenoir-Diagramm ist später als Formel approximiert worden
in:
Varnavas, C.A., 'A droplet evaporation model for high
temperature and pressure spray applications', PhD-thesis,
University of Illinois at Urbana-Champaign, USA, 1994, p. 54
- auf Seite 71, 2. Absatz, 3. Zeile muss es heißen:
Barnett u. Hibbard (1956, Seite 113) geben in einem Diagramm

...

Frank



Herausgeber Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.
Abteilung Unternehmensorganisation
und -information
D-51170 Köln

Anschrift Porz-Wahnheide
Linder Höhe
D-51147 Köln

Telefon (0 22 03) 6 01-32 01
Telefax (0 22 03) 6 73 10

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.

Mitteilung 98-01

Die Stoffeigenschaften
von Kerosin Jet A-1

Michael Rachner
Institut für Antriebstechnik
Köln

152 Seiten
33 Bilder
50 Tabellen
91 Literaturstellen



Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
Institut für Antriebstechnik
Linder Höhe, D-51147 Köln

Köln, im März 1998

Manuskript eingereicht am 17. März 1998

Institutsleiter:

Prof. Dr.-Ing. H. B. Weyer

Verfasser:

Dipl.-Ing. Michael Rachner

Projektleiter:

Prof. Dr.-Ing. H. Eickhoff

Kerosin, Jet A-1, Stoffeigenschaften, Formeln, Spezifikation, Zusammensetzung, Flüssigkeit, Gasphase, Realgas, hohe Drücke

Die Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1

Dieser Bericht gibt den derzeitigen Stand des Wissens über die Stoffeigenschaften des heute in Fluggasturbinen überwiegend eingesetzten Kerosins Jet A-1 wieder. Nach einer Klassifizierung verschiedener Kerosine und Angaben zur Zusammensetzung von Jet A-1 werden typische Werte aller bedeutsamen physikalischen Stoffeigenschaften der flüssigen Phase, der gasförmigen Phase sowie des Phasengleichgewichts zur Verfügung gestellt. Funktionsverläufe werden dabei als Formeln wiedergegeben und sind für Drücke bis 40 bar graphisch dargestellt. Auch der komplexe Brechungsindex, elektrische Eigenschaften sowie die thermische Zersetzung des flüssigen Kraftstoffs und die adiabate Gleichgewichtstemperatur der Verbrennung in Luft wurden mit aufgenommen. Wo Literaturdaten fehlten, insbesondere bei hohen Drücken, kamen Näherungsmethoden für die Stoffwerte zum Einsatz. Das Realgasverhalten wurde mit der Lee-Kesler-Zustandsgleichung approximiert. Die angegebenen Formeln eignen sich zum Einsatz bei der Computersimulation von Strömungen. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis enthält alle dem Verfasser bekannten Quellen mit Stoffwerteangaben zu Kerosinen.

Kerosine, Jet A-1, Properties, Correlations, Specification, Composition, Liquid, Vapour, Real Gas, High Pressure

The Properties of Kerosine Jet A-1

This report presents the current knowledge on properties of kerosine Jet A-1, which is at present the primary fuel for aviation gas turbines. After a classification of different kerosines and some analysis of the composition of kerosine Jet A-1, typical values for all important physical properties of the liquid phase, the vapour phase and the phase equilibrium are reported. Their dependence on relevant parameters is presented in the form of correlations, and is plotted for pressures up to 40 bar. In addition, the complex refractive index, electrical properties as well as the thermal stability of the liquid fuel together with the adiabatic equilibrium temperature of combustion in air are considered. Where literature data were lacking, especially at high pressure, estimation methods for the fuel properties were employed. Real gas behaviour was approximated by the Lee-Kesler equation of state. The given correlations are suitable for CFD use. A comprehensive list of references contains all sources of data on the properties of kerosines known to the author.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Nomenklatur	7
1. Einleitung, Übersicht und Hinweise	11
2. Was ist Kerosin ?	13
2.1 Herstellung und Klassifizierung	13
2.2 Kerosin Jet A-1: Zusammensetzung, Summenformel und daraus abgeleitete Größen	16
3. Stoffwerteangaben und -formeln für Kerosin Jet A-1	23
3.1 Kritischer Punkt	23
3.2 Gefrierpunkt	26
3.3 ASTM D86 -Destillationskurve	27
3.4 Dampfdruck	32
3.5 Azentrischer Faktor	36
3.6 Unterer Heizwert	37
3.7 Standardbildungsenthalpie	38
3.8 Enthalpie, Entropie und Wärmekapazität des Kraftstoffdampfs	39
3.9 Verdampfungsenthalpie	44
3.10 Dichte des flüssigen Kraftstoffs	46
3.11 Enthalpie und Wärmekapazität des flüssigen Kraftstoffs	50
3.12 Viskosität des flüssigen Kraftstoffs	57
3.13 Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl des flüssigen Kraftstoffs	62
3.14 Komplexer Brechungsindex des flüssigen Kraftstoffs	65
3.15 Elektrische Eigenschaften des flüssigen Kraftstoffs	67
3.16 Thermische Zersetzung des flüssigen Kraftstoffs	68
3.17 Löslichkeit von Wasser im flüssigen Kraftstoff	71
3.18 Löslichkeit von Gasen im flüssigen Kraftstoff	73
3.19 Oberflächenspannung	77
3.20 Dichte des Kraftstoffdampfs	80
3.21 Viskosität des Kraftstoffdampfs	81

3.22	Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl des Kraftstoffdampfs	84
3.23	Diffusionskoeffizient des Kraftstoffdampfs in Luft	88
3.24	Temperaturerhöhung bei adiabater Verbrennung in Luft	90
4.	Ausblick	93
	Literaturverzeichnis	94
	Abbildungen	103
Anhang 1:	Universelle Gaskonstante, Molmasse einiger Elemente sowie Molmasse und Zusammensetzung von Luft	A1
Anhang 2:	Spezifikation von Jet A-1	A4
Anhang 3:	Analyse von Kerosin Jet A nach Faith et al.	A6
Anhang 4:	Analyse von Kerosin Jet A-1 nach Guéret	A7
Anhang 5:	Ein Ersatzgemisch für Kerosin Jet A-1	A8
Anhang 6:	Die Lee-Kesler-Zustandsgleichung für reale Fluide	A12

**Vereinfache das Komplizierte
kompliziere nicht das Einfache**

Papst Johannes XXIII

Nomenklatur

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	$[m^2/s]$	Temperaturleitfähigkeit ('thermal diffusivity' $= \lambda / (\rho c_p)$)
b	$[kg/kg]$	Beladung (kg Gelöstes / kg Lösungsmittel)
B_s	$[Pa]$	isentropischer 'bulk modulus' $B_s = \rho / (\delta \rho / \delta p)_s$
B_T	$[Pa]$	isothermer 'bulk modulus' $B_T = \rho / (\delta \rho / \delta p)_T = 1/\chi$
c	$[kmol/m^3]$	Konzentration ($= 1/V_m = \rho / M$)
c_p	$[J/kg K]$	spezifische isobare Wärmekapazität
C_{pm}	$[J/kmol K]$	molare isobare Wärmekapazität
CPDEP	$[-]$	' c_p departure function' $CPDEP = (c_{p,vap}^\circ(T) - c_p(T, p)) / R$
c_v	$[J/kg K]$	spezifische isochore Wärmekapazität
C_{vm}	$[J/kmol K]$	molare isochore Wärmekapazität
D_{AB}	$[m^2/s]$	binärer Diffusionskoeffizient eines Gemischs aus zwei Komponente A und B
D_{AB}^{low}	$[m^2/s]$	binärer Diffusionskoeffizient bei niedrigen Drücken
f	$[kg/kg]$	Mischungsbruch ('mixture fraction')
FAR	$[kg/kg]$	Kraftstoff/Luft-Verhältnis ('fuel-air-ratio')
FBP	$[K]$	Siedeende ('final boiling point') im ASTM D86 -Test
h	$[J/kg]$	spezifische Enthalpie
HDEP	$[-]$	'enthalpy departure function' (Gl. 3.11.3)
H_m	$[J/kmol]$	molare Enthalpie
H_u	$[J/kg]$	unterer Heizwert
IBP	$[K]$	Siedebeginn ('initial boiling point') im ASTM D86 -Test
j_A	$[kg/m^2 s]$	Massenstromdichte der Komponente A im Gemisch
$J_{m A}$	$[kmol/m^2 s]$	Molenstromdichte der Komponente A im Gemisch
m	$[kg]$	Masse
M	$[kg/kmol]$	Molmasse
n	$[-]$	reeller Brechungsindex
p	$[Pa]$	Druck
p_s	$[Pa]$	Dampfdruck
P	$[cm^3 g^{1/4} / (s^{1/2} mol)]$	Parachor (Gl. 3.19.4)
Pr	$[-]$	Prandtl-Zahl ($= \nu / a = \mu c_p / \lambda$)
r	$[J/kg]$	spezifische Verdampfungsenthalpie (Gl. 3.9.1)

R	[J/kg K]	spezielle Gaskonstante ($= R_m / M$)
R_m	[J/kmol K]	universelle Gaskonstante (genauer Zahlenwert s. Anhang 1)
s	[kg/kg]	Luftbedarf ('air-fuel-ratio', AFR) $s = 1 / FAR$
slp	[K/ %]	mittlere Steigung der ASTM-Destillationskurve ('ASTM slope') (Gl. 3.3.4)
S_m	[J/kmol K]	molare Entropie
T	[K]	Temperatur
$T_{Air\ in}, T_{JetA\ in}$	[K]	Eintrittstemperatur der Luft bzw. des Kraftstoffs
T_b	[K]	Siedetemperatur bei Normaldruck (1atm) ('normal boiling point')
T_{eq}	[K]	Gleichgewichtstemperatur (d.h. Temperatur der adiabaten Verbrennung nach Einstellung des chemischen Gleichgewichts)
T_s	[K]	Siedetemperatur
v	[m ³ /kg]	spezifisches Volumen ($= 1/\rho$)
V_m	[m ³ /kmol]	molares Volumen ($= M \cdot v = M / \rho$)
VABP	[K]	mittlere Siedetemperatur aus der ASTM-Destillationskurve ('ASTM volumetric average boiling point') (Gl. 3.3.2)
x	[kmol/kmol]	Molanteil ('mole fraction', kmol i / kmol Gemisch)
y	[kg/kg]	Massenanteil ('mass fraction', kg i / kg Gemisch)
X	[-]	Anzahl der Kohlenstoffatome in der Summenformel C_XH_Y
Y	[-]	Anzahl der Wasserstoffatome in der Summenformel C_XH_Y
Z	[-]	Realfaktor ('compressibility factor')
$Z^{(1)}$	[-]	Abweichungsfunktion des Realfaktors: $Z^{(1)} := (Z^{(r)} \cdot Z^{(0)}) / \omega^{(r)}$ (Hilfsgröße zur Tabellierung von Werten der Lee-Kesler-Gl.)

griech. Symb.	Einheit	Bedeutung
α	[1/K]	räumlicher Wärmeausdehnungskoeffizient (Gl. 3.10.8)
β	[-]	Ostwald-Koeffizient (s. Anfang von Kap. 3.18)
χ	[1/Pa]	isotherme Kompressibilität (Gl. 3.10.7)
ΔH_{mF}	[J/kmol]	molare Standard-Bildungsenthalpie
ΔT	[K]	Temperaturdifferenz
ϵ/ϵ_0	[-]	Dielektrizitätszahl, relative Dielektrizitätskonstante
Φ	[-]	Äquivalenzverhältnis ($= FAR / FAR_{stoch}$)
κ	[-]	Verhältnis der spezif. Wärmekapazitäten c_p / c_v
λ	[W/m K]	Wärmeleitfähigkeit

λ	[m]	Wellenlänge des Lichts
λ	[-]	Luftzahl ($= s / s_{stoch} = 1 / \Phi$)
μ	[kg/m ² s]	dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität ($= \mu / \rho$)
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[N/m]	Oberflächenspannung des flüssigen Kraftstoffs
ω	[-]	azentrischer Faktor (Gl. 3.5.1)

Indizes	Bedeutung
Air	Luft
CO2	Kohlendioxid
crit	kritischer Zustand
eq	chemisches Gleichgewicht ('equilibrium')
gas	ein Gas
H	Wasserstoff
H2O	Wasser
in	Eintrittszustand
in	(Präposition, in Kombinationen wie: H2O in JetA)
JetA	Kraftstoff Jet A-1
liq	flüssiger Zustand
low	bei niedrigen Drücken
m	molare Größe (d.h. pro kmol)
max	Maximalwert
mix	Größe des Gemischs
N2	Stickstoff
O2	Sauerstoff
r	reduzierte Größe (d.h. Größe dividiert durch kritische Größe)
S	Siedezustand
S	Schwefel
S	isentrope Zustandsänderung
stoch	stöchiometrisches Gemisch
stütz	Stützstelle
T	isotherme Zustandsänderung
vap	Kraftstoffdampf

- o idealer Gaszustand
- 0 Bezugszustand
- (0) Größe des 'simple fluid' der Lee-Kesler-Gleichung (s. Anhang 6)
- (r) Größe des 'reference fluid' der Lee-Kesler-Gleichung (s. Anhang 6)

1 Einleitung, Übersicht und Hinweise

Die ständige Zunahme des Luftverkehrs forciert die Suche nach schadstoffarmen Triebwerken mit hohem Wirkungsgrad. Die Entwicklung neuer Brennkammerkonzepte kann sich nur begrenzt auf die an konventionellen Brennkammern gewonnenen Erfahrungen stützen, sondern macht den kombinierten Einsatz von Experiment und numerischer Simulation der Zweiphasenströmung mit Verbrennung erforderlich. Gerade bei der numerischen Simulation der Sprayausbildung und -Verdunstung in Gasturbinenbrennkammern, mit der sich der Verfasser seit Jahren beschäftigt, wird aber eine Vielzahl von Stoffgrößen des Kraftstoffs benötigt, für die es gilt, geeignete Literaturangaben zu finden. Auch im Experiment und für Auslegungsrechnungen werden Stoffwerte des Kraftstoffs gebraucht.

Derzeit ist dem Verfasser jedoch keine frei zugängliche Dokumentation bekannt, die für einen technischen Kraftstoff die erforderlichen Stoffwerte kritisch sichtet und gebrauchsfertige Formeln zur Verfügung stellt. Der vorliegende Bericht hilft diesem Mangel für den meistverwendeten Düsenkraftstoff, das Kerosin Jet A-1, ab: Nach einer Klassifizierung der wichtigsten Kerosine und Angaben zur Zusammensetzung von Jet A-1, werden alle bedeutsamen physikalischen Stoffgrößen der flüssigen Phase, der gasförmigen Phase sowie des Phasengleichgewichts behandelt. Darüberhinaus ist der Brechungsindex aufgenommen sowie ein Abschnitt über die thermische Zersetzung des flüssigen Kraftstoffs und über dessen elektrische Eigenschaften. Die chemische Umsetzung von Kerosin wird nur kurz gestreift¹, denn sie ist nicht Thema dieses Berichts. Es wurde jedoch die Temperaturerhöhung bei der adiabaten Verbrennung (chemisches Gleichgewicht) in Luft aufgenommen, weil die adiabate Verbrennungstemperatur erfahrungsgemäß öfter gebraucht wird.

Für die Erstellung der vorliegenden Dokumentation der Stoffeigenschaften von Jet A-1 hat der Verfasser keine eigenen Messungen durchgeführt, sondern die in der Literatur weit verstreuten Stoffwertangaben für Kerosin, seien es Zahlenwerte, Diagramme oder Formeln, zusammengetragen, verglichen und dabei versucht, die Spreu vom Weizen zu trennen. Dies ging oft nicht ohne eine gewisse Willkür in der Bewertung der Zuverlässigkeit des vorgefundenen Materials ab, da Angaben über die Genauigkeit der Meßwerte im Normalfall fehlen. Mitunter bleibt unklar, ob es sich überhaupt um Meßwerte handelt, etwa bei den meisten Angaben zum kritischen Punkt von Kerosinen. Hinzu kommt noch eine natürliche, herkunftsbedingte Streuung der Stoffeigenschaften², da es sich bei den Düsenkraftstoffen wie Jet A-1 nicht um Gemische mit definierter Zusammensetzung handelt, sondern um Stoffe, die durch eine Liste von Anforderungen ('specification'), denen sie genügen müssen, gekennzeichnet sind. Teilweise wird das zugrundeliegende Kerosin in der Literaturstelle nicht näher genannt (Angaben für 'kerosene').

Gerade im Hinblick auf die Computersimulation von Strömungen (CFD) wurde bei den schließlich empfohlenen Stoffwertformeln darauf geachtet, daß sie wenig rechenzeitintensiv (insbesondere nicht iterativ) sind³. Bei diesen Formeln handelt es sich teils um Ansätze aus der Literatur, teils um eigene Ansätze. Ich habe besonderen Wert darauf gelegt, anzugeben, wie die Koeffizienten in den befürworteten Stoffwertformeln erhalten wurden und auf

¹ Zur Reaktionskinetik der Kerosin-Oxidation findet sich ein kurzer Abschnitt in Kap. 2.2 auf S. 20-21 mit Hinweisen auf entsprechende Literaturstellen.

² siehe beispielsweise Martel (1988), welcher die Eigenschaften von achtzig JP-8 Proben unterschiedlicher Herkunft verglichen hat.

³ eine Ausnahme bildet die iterativ zu lösende Lee-Kesler-Zustandsgleichung (s. Anhang 6). Für den CFD-Einsatz dieser Gleichung empfiehlt sich die Benutzung von Tabellen, in denen man die Lösung dieser Gleichung zuvor ablegt.

welche Stützwerte sie sich gründen. Das soll es dem Leser ermöglichen, die Güte der Formeln besser abzuschätzen, und die Formeln evtl. an neue Stoffwertemessungen anzupassen. Wo immer es die Datenlage zuließ, wurden die Stützwerte so gewählt, daß die Stoffwertformeln 'typische Werte' für Jet A-1 repräsentieren.

Die Einheiten aller Größen in den Formeln dieses Berichts sind ausnahmslos m, kg, sec, K, kmol bzw. deren Kombinationen, siehe hierzu den Anfang von Kap. 3.

Die Formeln sind unterschiedlich gut durch Daten abgesichert. Naturgemäß herrscht ein großer Mangel an Daten bei hohen Drücken. Meist mußte der Einfluß hoher Drücke mithilfe von Näherungsverfahren aus der Literatur behandelt werden. Bei Annäherung an den kritischen Punkt sind unter Umständen große Fehler möglich. Die Darstellung der Stoffwertformeln durch Tabellenwerte und Kurvenverläufe wurde auf den für Gasturbinen relevanten Druckbereich, d.h. auf Drücke bis 40 bar, begrenzt.

Entsprechend der Datenlage sind quantitative Angaben von Fehlergrenzen der Stoffwertformeln kaum möglich. Zur Abschätzung des Gültigkeitsbereichs bzw. der Zuverlässigkeit einer einzelnen Stoffwertformel sollte man daher:

- berücksichtigen, in welchem Bereich die Formel noch durch Meßwerte abgesichert ist und auf welche Stützwerte sich die Formel gründet (entsprechende Angaben dazu finden sich im Text)
- die grundsätzliche Form des Kurvenverlaufs betrachten (alle Größen sind hierzu graphisch dargestellt)

Ein umfangreiches Literaturverzeichnis am Ende dieses Berichts enthält über die zitierten Arbeiten hinaus alle dem Verfasser vorliegenden Literaturstellen, in denen sich Stoffwertangaben zu Kerosinen finden.

Trotz sorgfältiger Durchsicht der Angaben in diesem Bericht sind Fehler möglich. Für entsprechende Hinweise auf Fehler sowie auf weitere Literaturstellen zu Stoffwerten von Kerosin bin ich Ihnen dankbar.

e-mail-Adresse: Michael.Rachner@dlr.de
 Fax-Nr.: +49 2203 64395
 Postanschrift: Dipl.-Ing. Michael Rachner
 Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
 Institut für Antriebstechnik
 Linder Höhe
 D-51147 Köln

Auf Anfrage können eventuelle nachträglich gefundene Fehler mitgeteilt werden.

2 Was ist Kerosin?

2.1 Herstellung und Klassifizierung

Düsenkraftstoffe wie das Kerosin Jet A-1 werden heutzutage zum größten Teil aus Rohöl gewonnen. Die Zusammensetzung des Rohöls hängt vom Herkunftsort ab und kann selbst von Bohrloch zu Bohrloch differieren. Nach Gardner u. Whyte (1990, S. 85-89) stellt sich Rohöl als ein Gemisch aus Kohlenwasserstoffen mit 1 bis über 60 Kohlenstoffatomen im Molekül dar, mit geringen aber signifikanten Anteilen an Schwefel (bis zu 8 Gew.%, typisch 0.5 - 1.5 Gew.%)¹, Stickstoff (bis zu 1.6 Gew.%, meist unter 0.2 Gew.%) und metallischen Verbindungen. Eine Ende der 70er Jahre durchgeführte Analyse von Nordsee-Rohöl (Winterfeld (1997)) zeigte bei Umgebungsdruck einen Siedebereich von 70°C bis über 525°C. Aus dem Rohöl erhält man durch fraktionierte Destillation aufgrund des unterschiedlichen Siedepunktes der Verbindungen eine Trennung in Komponenten (Fraktionen) mit einem jeweils engeren Siedebereich (vgl. das Ende von Kap. 3.3, insbesondere Bild 3.3.2). Die Bezeichnungen für diese Komponenten ist nicht einheitlich. Man kann z.B. grob einteilen in die sog. Naphta als die leichtestflüchtigen flüssigen Komponenten mit einem Siedebereich von etwa 35° bis 150°C, gefolgt von Kerosinen mit einem Siedebereich von 150° bis 300°C, 'Diesel fuels' zwischen 180° bis 350°C und schließlich 'fuel oils'.

An die Separationsprozesse durch Destillation können sich chemische Konversionsprozesse anschließen, um mangelnde Rohölqualität auszugleichen, die Ausbeute an einer bestimmten Komponente zu erhöhen, unerwünschte Verbindungen (Schwefelgehalt, Aromatengehalt usw.) zu reduzieren oder gezielt Produkte zu erhalten, die bestimmten Anforderungen genügen müssen (z.B. Klopfestigkeit bei Benzin, Zündverzögerung bei Dieseldieselkraftstoffen). Durch Mischung von Naphta mit geeignet konvertierten Komponenten gelangt man zu den Benzin ('gasolines'). Kerosine sind farblose Mischungen relativ schwerflüchtiger Rohölkomponenten mit einem Siedebereich von etwa 150° bis 300°C und einer Dichte bei Umgebungstemperatur um 800 kg/m³. Wurden früher Kerosine allein durch Destillation geeigneter Rohölsorten gewonnen ('straight run distillation'), so handelt es sich heute meist um Gemische solcher 'straight run'-Destillate mit konvertierten Komponenten, die durch katalytische Crack-Prozesse in heißer, wasserstoffreicher Atmosphäre ('hydrocracking') oder bei mäßigen Temperaturen und Drücken in Wasserstoffatmosphäre ('hydrotreating', 'hydrofining') erzeugt wurden. Die sog. 'wide-cut fuels' sind Gemische von Naphta und Kerosinen mit einem weiten Siedebereich von 65° bis 300°C.

Die wichtigsten heute gebräuchlichen Kerosine sind: Jet A-1, Jet A, Avtur, JP-8, JP-5. Hierbei handelt es sich nicht um Gemische mit definierter Zusammensetzung, sondern um Raffinerieprodukte, die durch eine Liste von Anforderungen ('specification'), denen sie genügen müssen, gekennzeichnet sind. Die unterschiedlichen Eigenschaften der verschiedenen Rohölsorten führen dazu, daß Chargen derselben Kerosinsorte in ihren Eigenschaften deutlich differieren können, was naturgemäß das Auffinden typischer Werte von Stoffeigenschaften erschwert. Die Spezifikation von Jet A-1 sowie weiterer Flugkraftstoffe findet man z.B. in den Übersichtsaufsätzen von Gardner u. Whyte (1990) oder von Strauss (1985), s. auch Anhang 2.

Im folgenden sollen die verschiedenen Kerosine kurz vorgestellt werden:

¹ vgl. den erheblich niedrigeren Schwefelgehalt von Jet A-1: s. Kap. 2.2

- Jet A-1 ist das hauptsächlich verwendete kommerzielle (d.h. zivile) Kerosin für Düsentriebwerke außerhalb der USA. Seine Spezifikation nach ASTM D1655¹ (Ausgabe vom Nov. 1993) ist in Anhang 2 wiedergegeben. Wegen seiner weiten Verbreitung und seiner Ähnlichkeit zu Jet A, Avtur und JP-8 sind seine Eigenschaften Thema dieses Berichts.
- Jet A und Jet A-1 unterscheiden sich in ihrer gemeinsamen Spezifikation ASTM D1655 nur hinsichtlich des unterschiedlichen Gefrierpunkts (max. -47°C für Jet A-1 gegenüber max. -40°C für Jet A, s. Kap. 3.2). Die weniger stringente Anforderung an den Gefrierpunkt bei Jet A trägt den hierfür weniger geeigneten eigenen Rohöl-Sorten in den USA Rechnung. Deshalb ist Jet A der hauptsächlich verwendete kommerzielle Düsenkraftstoff innerhalb der USA (und teilweise bei Flügen von den USA), während es außerhalb Jet A-1 ist (Batchelor et al. (1997, S. 1)).
- Avtur entspricht der britischen Militärspezifikation DERD 2494, die weitgehend die gleichen Grenzwerte wie die amerikanische Spezifikation ASTM D1655 für Jet A-1 angibt. Geringe Unterschiede gibt es z.B. beim zulässigen Aromatengehalt (Avtur: max. 25 Vol.%, Jet A-1: max. 22 Vol.%) und beim Gefrierpunkt (Avtur: max. -48°C, Jet A-1: max. -47°C). Die derzeitige Spezifikation von Avtur ist teilweise in Rickard u. Fulker (1997, Table 1) wiedergegeben, sowie vollständiger (aber älter und deshalb teilweise etwas abweichend) bei Strauss (1985, S. 202). In dem genannten Bericht (Rickard u. Fulker (1997, S. 6)) der britischen DRA wird die NATO-Bezeichnung F-35 auf die Spezifikation DERD 2494 bezogen, d.h. Avtur mit F-35 gleichgesetzt.
- JP-8² nach einer US-Militärspezifikation ist das primäre Kerosin in der westlichen Welt für militärischen Gebrauch in Flugzeugen, die vom Land aus operieren (vgl. JP-5). Es ist nach Martel (1988), der die Eigenschaften von achtzig JP-8 Proben unterschiedlicher Herkunft verglichen hat, nichts anderes als Jet A-1 mit gewissen speziellen Zusätzen, die in geringen Mengen zugefügt werden ('fuel system icing inhibitor, corrosion inhibitor, lubricity improver additive, static dissipator additive'). Die NATO-Bezeichnung für JP-8 ist F-34.
- JP-5 nach einer US-Militärspezifikation ist ein 'high flash point'-Kerosin. Es kommt aus Sicherheitsgründen als Düsenkraftstoff für Militärflugzeuge zum Einsatz, die von Flugzeugträgern aus operieren, weil wegen des höheren Flammpunkts von JP-5 (min. 60°C gegenüber min. 38°C (= 100°F) bei JP-8 und Jet A-1) die Lagerung des Kraftstoffs an Bord des Flugzeugträgers ein geringeres Risiko birgt. Die Gegenüberstellung verschiedener Eigenschaften dieses Kerosins in CRC (1983) mit anderen Kerosinen zeigt, daß JP-5 im Vergleich zu Jet A-1 eine geringfügig höhere Dichte, einen niedrigeren Dampfdruck, einen etwas engeren Siedebereich der Destillationskurve und eine geringere spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit aufweist. JP-5 entspricht annähernd der britischen Spezifikation DERD 2498 des Kerosins Avcat. Die NATO-Bezeichnung für JP-5 ist F-44. Ähnlich wie bei JP-8 ist der Zusatz bestimmter Additive vorgeschrieben.

Weitere Kerosine, für die man in der Literatur Angaben findet, sind JP-1 (s. insbesondere Barnett u. Hibbard (1956)) und JP-7 (s. insbesondere CRC (1983)).

- Das Kerosin JP-1 war der ursprüngliche US-amerikanische Kraftstoff für die Flugasturbinen. Sein sehr niedriger Gefrierpunkt von max. -60°C beschränkte seine

Verfügbarkeit. Es ist nicht mehr in Gebrauch. Verglichen mit Jet A-1 hat es einen höheren Dampfdruck, und die Destillationskurve zeigt einen engeren und niedrigeren Siedebereich, ist also deutlich leichter flüchtig. Barnett u. Hibbard (1956, S. 76) geben für JP-1 eine Molmasse von 151 kg/kmol an (gegenüber 167.3 kg/kmol für Jet A-1 nach Gl. 2.2.3).

- JP-7 steht dem Jet A-1 näher. Es handelt sich um ein Kerosin mit niedriger Flüchtigkeit und hohem Heizwert (min. 43.5 MJ/kg; Jet A-1: min. 42.8 MJ/kg, typisch 43.26 MJ/kg) für begrenzten Gebrauch durch die US-Luftwaffe für spezielle Aufgaben. In der US-Militärspezifikation für JP-7 ist vorgeschrieben, daß der Siedebeginn der Destillationskurve nicht unter 182°C liegen darf und das Siedeende nicht über 288°C (typische Werte für Jet A-1 nach Gl. 3.3.1: Siedebeginn 162°C, Siedeende 262°C). Der 'flash point' muß wie bei JP-5 mindestens 60°C betragen (Jet A-1: mindestens 38°C). Der Aromatengehalt ist auf max. 5 Vol.% (Jet A-1: max. 22 Vol.%, typisch 18 Vol.%) begrenzt, was den Anteil an Paraffinen entsprechend erhöht und zu dem hohen Heizwert führt. Eine Durchsicht von CRC (1983) zeigt, daß die Abweichungen der Stoffwerte von JP-7 gegenüber Jet A-1 meist etwas größer sind als die Abweichungen von JP-5 gegenüber Jet A-1.

Schließlich sei noch auf zwei Düsenkraftstoffe hingewiesen, die ihre frühere Bedeutung heute verloren haben: JP-4 und Jet B. Bei diesen handelt es sich um 'wide-cut fuels', die als Gemische aus Naphta und Kerosinen eine Destillationskurve mit einem weiten Siedebereich (daher der Name) aufweisen. Entsprechend weichen sie in vielen Eigenschaften deutlich von Jet A-1 ab (s. CRC (1983) sowie Gardner u. Whyte(1990)). Wegen des höheren Anteils an leichterflüchtigen Komponenten haben sie z.B. einen wesentlich höheren Dampfdruck, einen niedrigeren Gefrierpunkt, eine geringere Dichte und eine geringere mittlere Molmasse.

- JP-4 war lange Zeit der primäre Düsenkraftstoff für militärische Anwendungen in der westlichen Welt. Es ist heute in dieser Funktion abgelöst durch JP-8. Nach der Spezifikation liegt der Gefrierpunkt von JP-4 bei max. -58°C (Jet A-1: -47°C). Nach CRC (1983, S. 24) hat die Dichte von flüssigem JP-4 bei 15.5°C einen typischen Wert von 761 kg/m³ (Jet A-1: 807.5 kg/m³, s. Kap. 3.10). Barnett u. Hibbard (1956, S. 76) geben eine mittlere Molmasse von 125 kg/kmol an (Jet A-1: 167.3 kg/kmol, nach Gl. 2.2.3). Den wesentlich weiteren und tiefer liegenden Siedebereich von JP-4 gegenüber Jet A-1 zeigt Bild 3.3.2. Die NATO-Bezeichnung für JP-4 ist F-40. JP-4 entspricht annähernd der britischen Spezifikation für Avtag.
- Jet B nach der amerikanischen Spezifikation ASTM D1655 ist angenähert das zivile Äquivalent zu JP-4. Es hat jedoch u.a. einen höheren Gefrierpunkt von max. -50°C (Spezifikation). In CRC (1983, S. 50) wird jedoch für JP-4 und Jet B jeweils ein typischer Wert von -62°C angegeben. Die bei JP-4 vorgeschriebenen Additive sind bei Jet B optional. In Zonen, in denen über längere Zeit niedrige Außentemperaturen herrschen, z.B. in Nord-Kanada, wurde -zumindest noch bis vor einigen Jahren- Jet B eingesetzt (Winterfeld (1994)).

In dem Bericht der DERA (1998) wurden weltweit 66 Spezifikationen ziviler Düsenkraftstoffe ausfindig gemacht. Es wurde festgestellt, daß sie der Spezifikation von Jet A-1 sehr ähnlich sind. Von diesen sind die wichtigsten 11 (darunter auch jeweils eine japanische, russische und chinesische Spezifikation, sowie ASTM D1655) in dem Bericht vergleichend aufgeführt.

¹ ASTM = 'American Society for Testing and Materials'

² JP-8 = 'jet propellant no. 8'

2.2 Kerosin Jet A-1: Zusammensetzung, Summenformel und daraus abgeleitete Größen

Nach Guéret (1989, S. 6) bestehen Kerosine aus Kohlenwasserstoffen mit 5 bis 17 Kohlenstoffatomen, die sich im wesentlichen drei großen Klassen zuordnen lassen:

- Alkane (= Paraffine = gesättigte Kohlenwasserstoffe ohne Ringstruktur
= (geradkettige) n-Alkane und (verzweigte) Isoalkane) von C_5 bis C_{17}
- Cycloalkane (= Cycloparaffine = gesättigte Kohlenwasserstoffe mit Ringstruktur
= Naphthene = Cyclane) von C_5 bis C_{17}
- Aromaten (= Kohlenwasserstoffe mit einem oder mehreren Benzolringen)
von C_6 bis C_{13}

Die angegebene Untergrenze von 5 Kohlenstoffatomen erscheint mir vor dem Hintergrund der weiter unten aufgeführten drei Kerosinanalysen selbst für leichterflüchtige Kerosine als zu niedrig. Aufgrund dieser Analysen kann man für das Kerosin Jet A-1 davon ausgehen, daß die Kohlenwasserstoffe darin fast ausschließlich aus Verbindungen mit 9 (oder 8) bis 17 Kohlenstoffatomen bestehen.

Zu den drei genannten Klassen von Kohlenwasserstoffen kommt bei den Kerosinen noch ein kleiner Anteil (Größenordnung 1 %) an Olefinen¹ (= Alkene = ungesättigte Kohlenwasserstoffe = Kohlenwasserstoffe, die eine oder mehrere Doppelbindungen zwischen C-Atomen enthalten). Diese sind wegen ihrer Doppelbindungen chemisch reaktiver und damit auch instabiler als die anderen Verbindungen. Damit verschlechtern sie die Lagerfähigkeit und thermische Stabilität des Kraftstoffs. Ihre Anwesenheit ist daher unerwünscht.

Schwefel tritt in Kerosinen in kleinen Mengen teils als freier Schwefel teils in Form organischer Schwefelverbindungen (z.B. Mercaptane, Sulfide) auf. Er ist unerwünscht, nicht nur weil er zu Korrosion bestimmter Metalle im Kraftstoffsystem führt und gewisse Elastomere angreift, sondern vor allem, weil er maßgeblich zu Schwefeldioxid umgesetzt wird. Ein kleiner Teil des SO_2 im Abgas konvertiert weiter zu SO_3 und H_2SO_4 . Für Jet A-1 liegt der Schwefelgehalt in der Größenordnung von 0.05 Gew. % (s. unten) und liegt damit um einen Faktor 10 bis 30 niedriger als typische Schwefelgehalte von Rohöl (s. Anfang von Kap. 2.1).

Publizierte detaillierte Analysenergebnisse zur Zusammensetzung von Kerosinen gibt es kaum. Daher sind im folgenden drei Kerosinanalysen von Guéret, Faith sowie Lenoir wiedergegeben. Sie lassen an Detailliertheit und teilweise auch an Klarheit der Angaben noch Wünsche offen, sind jedoch die einzigen, die mir bekannt sind.

Guéret (1989) hat die wichtigsten Einzelkomponenten eines 'Kerosins TR0'² quantifiziert, leider ohne das Siedeverhalten oder andere physikalische Eigenschaften der untersuchten Probe mit anzugeben. Obwohl in Guéret et al. (1990, S. 212) TR0 mit Jet A-1 gleichgesetzt wird, deutet bereits die von Guéret angegebene Molmasse (154.3 kg/kmol, typisches Jet A-1 nach Gl. 2.2.3: 167.3 kg/kmol) auf ein leichterflüchtigeres Kerosin hin. Das schlägt sich auch in einem erhöhten Wasserstoff-Massenbruch des Kraftstoffs von 0.1437 nieder (typischer Wert für Jet A-1 nach Gl. 2.2.2: $y_H = 0.139$). Der Anteil an (leichtflüchtigen) Kohlenwasserstoffen mit nur 8 Kohlenstoffatomen liegt nach der Analyse von Guéret noch bei etwa 2 Gew. %, dagegen in der Analyse von Faith (s.u.) für 'Jet A' bei nur 0.1 Gew. %. Aufgrund dieser Angaben und des festgestellten sehr niedrigen Anteils an Cycloalkanen (s. nachfolgende Tabelle) halte ich das untersuchte Kerosin TR0 für nicht typisch für Jet A-1. Es ist leichter

flüchtiger als Jet A-1. Guéret stellte fest, daß das untersuchte Kerosin TR0 zu 78 Gew. % aus Alkanen, 12.2 Gew. % aus Aromaten sowie zu 9.8 Gew. % aus Cycloalkanen bestand. Unter den Alkanen waren C_9 - bis C_{14} -Verbindungen vorherrschend, während bei den Aromaten und Cycloalkanen in der Hauptsache C_9 - und C_{10} -Verbindungen vorkamen. Die am stärksten vertretenen chemischen Verbindungen im Kerosin waren n-Dekan (4.82 Gew. %), n-Undekan (4.8 Gew. %) und n-Dodekan (4.1 Gew. %). Bei den C_9 -Verbindungen der Aromaten wurden Methyläthylbenzole sowie Trimethylbenzole identifiziert, worunter das 1,2,4-Trimethylbenzol am stärksten vertreten war. Bei den Cycloalkanen traten C_9 -Verbindungen am häufigsten auf. Diese bestanden hauptsächlich aus Trimethylcyclohexanen, Äthylmethylcyclohexanen sowie -geringfügig stärker vertreten- aus Propylcyclohexan. Weitere Einzelheiten zur Zusammensetzung findet man in der als Anhang 4 beigefügten Tabelle, die der Dissertation von Guéret (1989) entliehen ist. In der genannten Arbeit wurden keine weiteren Angaben bzgl. der Zusammensetzung des Kerosin gemacht als hier und in Anhang 4 wiedergegeben sind.

In der Arbeit von Faith et al. (1971) wird eine Analyse der Zusammensetzung von 'Jet A' durchgeführt, die in Anhang 3 vollständig wiedergegeben ist. Für diese Kerosinprobe wurde eine Molmasse von 166 kg/kmol ermittelt, sowie die ASTM D86-Destillationskurve (s. Spalte '8' in Tabelle 3.3.1 am Ende von Kap. 3.3). Beide Angaben liegen in der Nähe der typischen Werte für Jet A-1. Aus der Analyse geht u.a. hervor, daß 99.2 Gew. % der vorgefundenen Kohlenwasserstoffe Verbindungen mit 9 bis 17 Kohlenstoffatomen sind ($C_9 - C_{17}$), wobei Verbindungen mit 12 C-Atomen am häufigsten vertreten sind (19.5 Gew. %). Der Gehalt an Alkanen, Cycloalkanen, Aromaten und Olefinen wird mit 37, 47, 15 bzw. 1 Vol. % angegeben.

Eine weitere Analyse wird für 'California kerosine' von Lenoir u. Hipkin (1973) angegeben. Dabei ergab sich eine Molmasse von 162.3 kg/kmol und ein Wasserstoff-Massenbruch von 0.142 (vgl. Gl. 2.2.2). Die angegebene ASTM D86-Destillationskurve (Spalte '11' in Tabelle 3.3.1) gibt sehr gut den typischen Destillationsverlauf von Jet A-1 (Spalte 'R' in Tab. 3.3.1) wieder. Als Dichte der Flüssigkeit bei 297 K (= 75°F) wurde 801.9 kg/m³ gemessen (typischer Wert für Jet A-1 nach Gl. 3.10.4 801.0 kg/m³). Die Analyse ergab einen sehr geringen Schwefelgehalt von 0.0058 Gew. %. Der Gehalt an den drei Klassen der Alkane, Cycloalkane und Aromaten wurde mittels Massenspektrographie zu 30.9, 64.3 bzw. 4.8 Vol. % bestimmt. Hierbei lagen die Cycloalkane zu 41.1 Vol. % als Mononaphthene (1 Kohlenstoffring) und zu 23.2 Vol. % als Dicyclonaphthene (2 Kohlenstoffringe) vor. Von den Aromaten waren knapp die Hälfte (2.3 Vol. %) Verbindungen mit 8 bis 11 Kohlenstoffatomen ($C_8 - C_{11}$), die andere Hälfte (2.5 Vol. %) wurde als 'indane-tetralins'¹ klassifiziert. Eine über diese Angaben hinausgehende Differenzierung der Analysedaten wurde nicht mitgeteilt.

Die hier wiedergegebenen drei Kerosinanalysen von Guéret, Faith und Lenoir machen quantitative Angaben zum Gehalt an den drei Klassen der Alkane, Cycloalkane und Aromaten. Solche Angaben -teils in Gew. % teils in Vol. %- findet man auch in anderen Literaturstellen und sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Umrechnung auf die kursiv gedruckten Zahlenwerte darin wurde jeweils unter Zugrundelegung der von Guéret angegebenen mittleren Molmassen der im Kerosin auftretenden Alkane, Cycloalkane und Aromaten (160, 131 bzw. 125 kg/kmol, s. Anhang 4) durchgeführt, wobei ein evtl. Olefingehalt gleichmäßig auf die drei Klassen verteilt wurde. Bei der Umrechnung zeigte sich, daß die dabei erhaltenen mittleren Molmassen aller aufgeführten Kerosine (außer TR0) zu niedrig waren (136

¹ Die verschiedenen Klassen von Kohlenwasserstoffen werden anschaulich vorgestellt in Gardner u. Whyte (1990, S. 86) sowie in Barnett u. Hibbard (1956).

² TR0 = 'turbo réacteur 0'

¹ Hinweis: Indan = C_9H_{10} und Tetralin = 1,2,3,4-Tetrahydrogennaphthalin = $C_{10}H_{12}$ sind Aromaten, die aus einem Benzolring bestehen, dem ein gesättigter 5-er bzw. 6-er Kohlenstoffring so angefügt ist, daß es zwei benachbarte Kohlenstoffatome gibt, die gleichzeitig zu beiden Ringen gehören.

- 150 kg/kmol). Daher dürfte für diese Kerosine zumindest die mittlere Molmasse der darin enthaltenen Cycloalkane jeweils deutlich höher liegen, als von Guéret für das TR0 ermittelt.

Es bleibt festzustellen, daß die Zusammensetzung von Kerosinen mit deren Typ und der Herkunft des Rohöls stark schwankt. Interessant ist, daß das von Lenoir untersuchte Kerosin, das nach den mitgeteilten physikalischen Eigenschaften, insbesondere seinem Siedeverhalten sehr nahe an typischem Jet A-1 liegt, dennoch einen wesentlich geringeren Gehalt an Aromaten aufweist als typisches Jet A-1 (Lenoir: 4.8 Vol.%, typischer Wert für Jet A-1: 18 Vol.%, s.u.).

Kerosin-bezeichng. ¹	Zusammensetzung				Literatur-stelle
	Alkane	Cycloalkane	Aromaten	Olefine	
'TR0'	78 Gew.% 73.9 Vol.%	9.8 Gew.% 11.3 Vol.%	12.2 Gew.% 14.8 Vol.%	(o.A.)	Guéret (1989)
'Jet A'	42 Gew.% 37 Vol.%	44 Gew.% 47 Vol.%	14 Gew.% 15 Vol.%	1 Vol.%	Faith et al. (1971)
'California kerosine'	35.4 Gew.% 30.9 Vol.%	60.3 Gew.% 64.3 Vol.%	4.3 Gew.% 4.8 Vol.%	(o.A.)	Lenoir u. Hipkin (1973)
'Avtur'	57 Gew.% 51.6 Vol.%	26 Gew.% 28.7 Vol.%	17 Gew.% 19.7 Vol.%	<1 Gew.%	Smith (1970)
'Avcat'	26 Gew.% 22.7 Vol.%	50 Gew.% 52.6 Vol.%	22 Gew.% 24.7 Vol.%	2 Gew.%	Smith (1970)
'JP-7'	69.5 Gew.% 65 Vol.%	28.0 Gew.% 32 Vol.%	2.5 Gew.% 3 Vol.%	(o.A.)	Zelina et al. (1996)
'regular grade kerosine'	63.0 Gew.% 58 Vol.%	29.4 Gew.% 33 Vol.%	7.6 Gew.% 9 Vol.%	(o.A.)	Oliver (1962)

¹ bzgl. der Typenbezeichnungen Jet A, Avtur, Avcat und JP-7 siehe Kap. 2.1

In der Spezifikation für Jet A-1 und Jet A ist der Gehalt an Aromaten auf max. 22 Vol.% begrenzt (JP-8 : max. 25 Vol.% aus Verfügbarkeits- und Preisgründen). Die Aromaten zeigen nämlich gegenüber den Alkanen und Cycloalkanen die größte Tendenz zu Rußbildung und Leuchten der Flamme. Letzteres erhöht die Strahlungsbelastung des Brennkammerflamrohrs. Die Beschränkung des Aromatengehalts ergibt sich darüberhinaus auch aus der erforderlichen Verträglichkeit des Kraftstoffs mit Elastomeren, für welche die Aromaten eine größere Löslichkeit besitzen als Paraffine (Gardner u. Whyte (1990)). Nach Vere (1984, S. 746) sind die Aromaten in Düsenkraftstoffen hauptsächlich monozyklisch. Der vergleichsweise kleine Anteil polyzyklischer Aromaten besteht hauptsächlich aus Zwei-Ring- und Drei-Ring-

Verbindungen und weist die genannten unerwünschten Eigenschaften der Aromaten in höherem Maße auf.

Nach der Untersuchung von Martel (1988) von achtzig JP-8 Proben sehr unterschiedlicher Herkunft, die zwischen August 1984 und April 1988 produziert wurden, lag der tatsächliche Gehalt an Aromaten zwischen 12 und 20 Vol.%, im Mittel bei 16.4 Vol.% mit einer Standardabweichung von 1.9 Vol.%. Der Gehalt an Olefinen lag zwischen 0 und 3.5 Vol.%, im Mittel bei 1 Vol.%. Für Jet A gibt er einen mittleren Aromatengehalt von 17.8 Vol.% und einen mittleren Olefingehalt von 1.2 Vol.% an.

Dickson u. Woodward (1990+1992) haben die Streuung der Eigenschaften von Jet A über einen Zeitraum von 1979 bis 1991 an jährlich typisch 50 Proben untersucht. Die Proben stammten von Chargen, die ausschließlich in den USA produziert wurden. Über den gesamten Zeitraum gemittelt (694 Proben) ergab sich ein Aromatengehalt von 18.1 Vol.%, ein Olefingehalt von 1.09 Vol.% und ein Diaromatengehalt¹ (Naphthalene) von 1.75 Gew.%. Die Zahlenwerte der einzelnen Jahresmittel schwankten bzgl. des Aromatengehalts zwischen 17.3 und 19.4 Vol.%, bzgl. des Olefingehalts zwischen 0.9 und 1.2 Vol.% und bzgl. des Diaromatengehalts zwischen 1.59 und 1.99 Gew.%. Die 129 Einzelproben der Jahre 1989-1991 zeigten Einzelwerte bzgl. des Aromatengehalts von 4.7 - 24.3 Vol.%, bzgl. des Olefingehalts von 0.0 - 3.1 Vol.% und bzgl. des Diaromatengehalts von 0.07 - 3.0 Gew.%.

Faith et al. (1971, S. 44) geben für eine Jet A -Probe einen Aromatengehalt von 14.1 Vol.% an, wobei auf Diaromaten 0.31 Vol.% entfielen. Der Olefingehalt betrug dabei 0.7 Vol.%. In einer anderen Analyse von Jet A (s. Anhang 3) fand er einen Aromatengehalt von 15 Vol.% und einen Olefingehalt von 1 Vol.% (Faith et al. (1971, S. 45)).

Die Analysen von neun Jet A-1 -Lieferungen an die DLR in Köln (Shell (1989+1993), FBG (1995-96)) ergaben einen mittleren Aromatengehalt von 18.6 Vol.%, wobei die Einzelwerte zwischen 14.5 und 20.3 Vol.% lagen (Olefine: Mittelwert 0.54 Vol.% mit Einzelwerten von 0.3 bis 0.9 Vol.%. Diaromaten: Mittelwert 1.31 Vol.%, mit Einzelwerten von 0.5 bis 1.88 Vol.%).

Über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur wird jährlich eine Statistik geführt. In dem entsprechenden Jahresbericht für 1996 (Rickard u. Fulker (1997)) wird ein mittlerer Aromatengehalt von 18.5 Vol.% mit einer Standardabweichung von 1.75 Vol.% angegeben. Diesen Angaben lagen 1467 Einzelproben zwischen 9.5 und 25.5 Vol.% zugrunde, wobei 92 % dieser Proben in den Bereich zwischen 16 und 22 Vol.% fielen. Die Jahresmittelwerte in den Jahren 1986-1996 lagen zwischen 18.1 und 19.1 Vol.%. Der mittlere Olefingehalt wird für 1996 mit 0.84 Vol.% mit einer Standardabweichung von 0.464 Vol.% angegeben. Von 1986-1996 lagen die Jahresmittelwerte des Olefingehalts zwischen 0.46 und 0.84 Vol.%. Die entsprechenden Jahresmittelwerte für den Diaromatengehalt lagen zwischen 1.67 und 2.03 Vol.%, der Mittelwert für 1996 lag bei 1.70 Vol.% mit einer Standardabweichung von 0.61 Vol.%.

Von DERA (1998) wurden Kraftstoffproben von elf am Flughafen von Madrid gelandeten zivilen Flugzeugen auf ihre in der Spezifikation geforderten Eigenschaften hin untersucht. Das Ergebnis gibt annähernd die Jet A-1 -Eigenschaften auf elf internationalen Flughäfen wieder. Es wurde ein mittlerer Aromatengehalt von 18.8 Vol.% festgestellt, wobei die beiden niedrigsten Einzelwerte 16.9 und 17.8 Vol.% betrugen und die beiden höchsten Werte 19.5

¹ Diaromaten sind Aromaten mit zwei kondensierten Benzolringen, d.h. zwei Benzolringen, die so miteinander verbunden sind, daß es zwei benachbarte Kohlenstoffatome gibt, die gleichzeitig zu beiden Benzolringen gehören. Diaromaten haben ungünstige Verbrennungseigenschaften und sind wahrscheinlich die Kerosinbestandteile mit dem höchsten Siedepunkt (Gardner u. Whyte (1990, S. 121)).

und 22.8 Vol.%. Der mittlere Olefingehalt ergab sich zu 0.33 Vol.% mit Einzelwerten zwischen 0.2 und 0.5 Vol.%. Beim Diaromatengehalt lag der Mittelwert bei 1.29 Vol.% mit Einzelwerten zwischen 0.44 und 2.4 Vol.%.

Basierend auf diesen Angaben kann festgestellt werden, daß der Aromatengehalt von Jet A-1 meist im Bereich 14 bis 20 Vol.% liegt, mit einem typischen Wert von etwa 18 Vol.%. Der Olefingehalt reicht meist von 0.2 bis 2 Vol.%. Ein Wert von 0.8 Vol.% mag als 'typischer' Olefingehalt gelten. Der Diaromatengehalt (Naphthalene) liegt meist bei 0.5 bis 3 Vol.% mit einem typischen Wert von etwa 1.5 Vol.%.

Im Vergleich zu diesen typischen Werten, erlaubt die Spezifikation von Jet A-1 (s. Anhang 2) nach ASTM D1655 einen max. Aromatengehalt von 22 Vol.% und begrenzt zusätzlich - falls die Charge eine bestimmten Bedingung bzgl. des 'smoke points' nicht erfüllt - den Diaromatengehalt auf max. 3 Vol.%. Letzterer Grenzwert wird mit einer Ausnahme (russische Spezifikation) auch von den elf in DERA (1998) aufgeführten Spezifikationen (s. am Ende von Kap. 2.1) vorgeschrieben. Als gestatteten maximalen Aromatengehalt werden dort Zahlenwerte zwischen 20 und 25 Vol.% angegeben. Während nach ASTM D1655 für den Olefingehalt von Jet A-1 eine Obergrenze nicht spezifiziert ist, schreiben drei der elf Spezifikationen in DERA Grenzwerte des Olefingehalts von 3 bzw. 5 Vol.% vor.

Neun der elf in DERA (1998) aufgeführten Jet A-1-artigen Spezifikationen (darunter die nach ASTM D1655) lassen einen maximalen Schwefelgehalt von 0.3 Gew.% zu. Nur die russische und chinesische Spezifikation gibt einen Maximalwert von 0.2 Gew.% an. Tatsächlich findet man jedoch Schwefelgehalte, die erheblich niedriger liegen: Die Untersuchung von DERA (1998) von 11 Kerosinproben aus zivilen Flugzeugen verschiedener Herkunft am Flughafen von Madrid im Jahre 1995 oder 1996 ergab Werte zwischen 0.002 und 0.04 Gew.% mit einem Mittelwert von 0.011 Gew.%. Zusätzlich wurden noch drei weitere von der DLR bzw. der ONERA angelieferte Jet A-1 Proben analysiert. Es ergaben sich Werte von 0.05, 0.06 und 0.06 Gew.%. Martel (1988) gibt für JP-8 einen Mittelwert von 0.084 Gew.% ermittelt aus 78 Proben unterschiedlicher Herkunft mit Einzelwerten von 0.01 bis 0.26 Gew.% an. Die Untersuchung von Dickson u. Woodward (1990+1992) von 1979 bis 1991 mit jährlich etwa 50 Jet A-Proben ergab einen Schwefelgehalt, der fast in jedem Jahr nahe bei 0.05 Gew.% lag (davon 1991: 39 Proben mit einem Mittelwert von 0.051 Gew.% und Einzelwerten von 0.0 bis 0.190 Gew.%). Die Analysen von Jet A-1 -Lieferungen an die DLR (Shell (1989-1997), FBG (1995-96)) ergab einen Mittelwert von 0.050 Gew.% gebildet aus 11 Chargen mit Einzelwerten von unter 0.01 bis 0.14 Gew.%. Aus der Jahresstatistik über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) entnimmt man für 1996 einen Mittelwert des Schwefelgehalts von 0.047 Gew.% mit einer Standardabweichung von 0.0479 Gew.% bei 1467 zugrundeliegenden Einzelproben. Die Jahresmittelwerte in den Jahren 1986-1996 lagen zwischen 0.040 und 0.054 Gew.%.

Alles in allem läßt sich somit für Jet A-1 ein typischer Wert des Schwefelgehalts von 0.05 Gew.% angeben.

Guéret (1989) machte den Versuch, das Kerosin TR0 durch ein bzgl. des reaktionskinetischen Oxidationsverhaltens repräsentatives Ersatzgemisch zu approximieren. Basierend auf der chemischen Analyse ersetzte sie das Kerosin durch ein Gemisch aus je einem Hauptvertreter der drei Gruppen (Alkane, Cycloalkane, Aromaten), nämlich durch ein Gemisch aus 79 Gew.% n-Undekan ($C_{11}H_{24}$), 10 Gew.% n-Propylcyclohexan (C_9H_{18}) und 11 Gew.% 1,2,4-Trimethylbenzol (C_9H_{12}). Die Reaktionskinetik der Kerosin-Oxidation wurde mit der des Ersatzgemischs bei Umgebungsdruck und im Temperaturbereich 873-1033 K bei Äquivalenzverhältnissen von 0.2 bis 1.5 in einem Reaktor experimentell und rechnerisch verglichen. Es zeigte sich, daß die Konzentrationsverläufe der wesentlichen Reaktionsprodukte sehr ähnlich waren, was die Autoren (Guéret et al. (1990)) zu dem Schluß kommen läßt, das Ersatzge-

misch unter den genannten Bedingungen als chemisch repräsentativ für das Kerosin anzusehen. Es sei angemerkt, daß in Weiterführung der beiden zitierten Arbeiten die Forschergruppe später (Dagaut et al. (1994, 1995)) das Kerosin durch n-Dekan ersetzt hat und experimentelle bzw. rechnerische Untersuchungen im Bereich 550-1150 K, 10-40 bar und Äquivalenzverhältnissen von 0.1 bis 1.5 durchgeführt hat. Danach ließ sich die Reaktionskinetik der Kerosin-Oxidation hinreichend durch die Kinetik der n-Dekan-Oxidation wiedergeben.

Freilich ist damit über eine hinreichende Ähnlichkeit der physikalischen Stoffeigenschaften, die z.B. das Verdunstungsverhalten eines Kerosinsprays mitbestimmen, noch keine Aussage gemacht. Mir sind in der Literatur keine Versuche bekannt, Kerosin hinsichtlich seines Aufheiz- und Verdunstungsverhaltens durch ein 'äquivalentes' Gemisch einiger weniger Komponenten zu approximieren.

Guéret (1989, S. 22) gibt für das untersuchte Kerosin TR0 aufgrund der Analyse eine globale Summenformel von $C_{11}H_{22}$ an. Dies entspricht einer mittleren Molmasse von 154.3 kg/kmol und einem Wasserstoff-Massenbruch von 0.1437 kg H/kg Fuel. Die weiter unten aufgeführten Literaturstellen lassen jedoch für den Wasserstoffgehalt von Jet A-1 bzw. Jet A einen im Mittel etwas niedrigeren Wert und eine höhere Molmasse erkennen, die gut durch folgende globale Summenformel wiedergegeben wird, die sich bei Nguyen u. Ying (1990) für Jet A findet:

$$C_X H_Y \quad \text{mit} \quad X = 12, \quad Y = 23 \quad (2.2.1)$$

Ich empfehle diese Formel für Jet A-1. Dieselbe Summenformel wird für Jet A auch von Gracia-Salcedo et al. (1988) angegeben. Zum Vergleich: Zelina et al. (1996) geben für das Kerosin JP-7 die Summenformel $C_{12.1}H_{24.4}$ an. Das Alkan Dodekan hat die Summenformel $C_{12}H_{26}$.

Aus dieser Summenformel von Nguyen ergibt sich:

a) der Wasserstoff-Massenbruch ('hydrogen content') des Kraftstoffs:

$$y_H = Y M_H / M_{\text{JetA}} = 0.13856 \text{ kg H/kg Fuel} \quad (2.2.2)$$

Zum Vergleich: Martel (1988) gibt als Mittelwert aus achtzig JP-8 Proben, die zwischen min. 0.1340 und max. 0.1420 lagen, den Wert 0.1385 mit einer Standardabweichung von 0.0018 an, DERA (1998) gibt für elf Jet A-1-Proben ebenfalls als Mittelwert 0.1385 an, mit Einzelwerten von 0.1354 bis 0.1396. Spadaccini u. TeVelde (1982) geben für 'Jet A, typical value' 0.1406 an, Jones et al. (1984) geben als Mittelwert mehrerer Proben für 'ASTM Jet A' 0.1394 an¹, Zahavi u. Gal-Or (1984) geben für 'Jet A-1' den Wert 0.1430 an. Die Analysen von sechs Jet A-1-Lieferungen an die DLR in Köln (FBG (1995-96)) ergaben als Mittelwert 0.13795, wobei die Einzelwerte zwischen 0.1373 und bis 0.1389 lagen. Aus der Jahresstatistik über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) ergibt sich für 1996 ein Mittelwert von 0.1384 mit einer Standardabweichung von 0.00204 (basierend auf 485 Einzelproben zwischen 0.1310 und 0.1470), die Jahresmittelwerte in den Jahren 1986-1996 lagen zwischen 0.1380 und 0.1390.

Der bereits genannte Wert von Guéret (1989) von 0.1437 für 'TR0' liegt demgegenüber also etwas hoch. Die Streuung der hier genannten Zahlenwerte geben zusammen mit den weiter oben bereits zitierten Angabe aus verschiedenen Quellen zum Aromatengehalt einen Eindruck von der Schwankungsbreite der Zusammensetzung von Jet A-1.

¹ Hinweis: Dieser Zahlenwert für y_H wurden aus der Angabe von Y/X errechnet mittels der für einen Kraftstoff $C_X H_Y$ gültigen Beziehung: $y_H = Y/X / (M_C/M_H + Y/X)$

b) die mittlere Molmasse:

$$M_{\text{JetA}} = X M_C + Y M_H = 167.31462 \text{ kg/kmol} \quad (2.2.3)$$

Zum Vergleich: Faith et al. (1971) geben für 'Jet A' aufgrund ihrer Analyse (s. Anhang 3) eine Molmasse von 166 kg/kmol an. Chin (1994) nennt für 'Jet A-1' den Wert 172.77 kg/kmol. Lenoir und Hipkin (1973) geben für ein 'California kerosine', dessen Dichte und ASTM D86 -Destillationskurve sehr nahe bei den typischen Werten für Jet A-1 liegt, den Wert 162.3 kg/kmol an. Aus der bereits zitierten Summenformel $C_{12.1}H_{24.4}$ von Zelina et al. (1996) für JP-7 ergibt sich eine Molmasse von 169.9 kg/kmol. Da für JP-7 ein geringerer Anteil (< 5 Vol.%) an Aromaten vorgeschrieben ist als für Jet A-1 (< 22 Vol.%, typisch 18 Vol.%), und die Aromaten in Kerosinen im Mittel eine geringere Molmasse aufweisen als die Alkane und Cycloalkane, ist für Jet A-1 eine etwas niedrigere Molmasse zu erwarten als für JP-7. Die Summenformel $C_{11}H_{22}$ von Guéret für 'TR0' entspricht einer Molmasse von 154.3 kg/kmol und liegt nahe bei dem Wert 151 kg/kmol, den Barnett u. Hibbard (1956) für JP-1 angeben. Letztere Autoren geben auch einen Wert für JP-5 von 169 kg/kmol an, welches - anders als das leichtflüchtige JP-1 - in seinen Stoffeigenschaften Jet A-1 sehr ähnelt, was sich auch in der mittleren Molmasse niederschlagen muß. In API (1976) liest man aus einem Diagramm (Fig. 2B2.1) zur Bestimmung der mittleren Molmasse von Rohölfractionen einen Wert von 162 kg/kmol ab, wenn man eine 'specific gravity (60°/60°F)' von 0.8090 nach Gl. 3.10.1 und eine typische ASTM D86 -Destillationskurve nach Gl. 3.3.1 für Jet A-1 zugrundelegt.

Gauthier et al. (1991) geben die Molmasse von Jet A-1 -Dampf über der Flüssigkeit als Funktion des Anteils der bereits ausgedampften Flüssigkeitsmasse (s. Kap. 3.4) an. Danach hätte die leichtestflüchtige Komponente des Jet A-1 eine Molmasse von 155.62 kg/kmol, die am schwersten flüchtige Komponente eine Molmasse von 186.91 kg/kmol. Angesichts der Analysenergebnisse in Anhang 3 und 4, halte ich den ersten Wert für deutlich zu hoch, den zweiten für zu niedrig. Als integralen Mittelwert der Molmasse des Dampfes erhält man aus den Angaben von Gauthier 173.37 kg/kmol.

c) der stöchiometrische Luftbedarf (mit $y_{O_2 \text{ in Air}} = 0.23142$, s. Anhang 1) ('stoichiometric air-fuel-ratio'):

$$\begin{aligned} s_{\text{stoch}} &= (X + 1/4 Y) / M_{\text{JetA}} \cdot M_{O_2} / y_{O_2 \text{ in Air}} \\ &= 14.669 \text{ kg Luft / kg Fuel} \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

d) der stöchiometrische Mischungsbruch ('stoichiometric mixture fraction'):

$$f_{\text{stoch}} = 1 / (1 + s_{\text{stoch}}) = 0.06382 \text{ kg Fuel / kg Gemisch} \quad (2.2.5)$$

3 Stoffwerteangaben und -formeln für Kerosin Jet A-1

Die Einheiten aller Größen in den Formeln dieses Berichts sind ausnahmslos m, kg, sec, K, kmol bzw. deren Kombinationen (somit also z.B. molare Wärmekapazität in J/kmol K, Druck in Pa, dynamische Viskosität in kg/m s, Oberflächenspannung in N/m usw.). Daran ändert auch der Umstand nichts, daß im Text teilweise einzelne Zahlenwerte von physikalischen Größen in anderen Einheiten angegeben werden.

Es sei darauf hingewiesen, daß die aktuellen Zahlenwerte einiger Größen (universelle Gaskonstante, Molmassen der Elemente C, H, O, N sowie die Molmasse und Zusammensetzung von Luft), die im Zusammenhang mit den Stoffwertformeln für Umrechnungen benötigt werden, im Anhang 1 aufgeführt sind.

3.1 Kritischer Punkt

Bei einem reinen Stoff beginnt die Dampfdruckkurve am Tripelpunkt und endet am kritischen Punkt, der durch ein stoffspezifisches Wertepaar (T_{crit} , p_{crit}) von Temperatur und Druck festliegt. Der kritische Punkt ist dadurch gekennzeichnet, daß alle korrespondierenden Zustandsgrößen in den beiden Phasen jeweils denselben Wert annehmen, d.h. eine Unterscheidung in flüssige und gasförmige Phase ist nicht mehr möglich. Oberhalb des kritischen Drucks läßt sich bei einem reinen Stoff durch eine isobare Temperaturänderung keine Trennung in eine flüssige und eine Dampfphase erreichen. Entsprechendes gilt für eine isotherme Druckänderung oberhalb der kritischen Temperatur. Mit anderen Worten: Bei einem reinen Stoff ist oberhalb der kritischen Temperatur oder des kritischen Drucks eine Koexistenz zwischen flüssiger und gasförmiger Phase im Gleichgewicht nicht mehr möglich, es existiert nur noch eine einzige Phase.

Auch bei Gemischen gibt es einen kritischen Punkt, an dem die flüssige Phase und der damit im Gleichgewicht stehende Dampf ununterscheidbar werden. Bei vorgegebener mittlerer Gemischzusammensetzung liegt der kritische Punkt wie auch beim reinen Stoff durch Angabe eines Wertepaars (T_{crit} , p_{crit}) fest. Im Unterschied zu einem reinen Stoff existiert jedoch das Zweiphasengebiet auch noch für Temperaturen $T > T_{\text{crit}}$ (sofern p in einem gewissen Bereich liegt) bzw. für Drücke $p > p_{\text{crit}}$ (sofern T in einem gewissen Bereich liegt). Die Grenzwerte T_{max} bzw. p_{max} von Temperatur und Druck, oberhalb derer nur eine einzige Phase existieren kann, liegen also über T_{crit} bzw. p_{crit} . Für Drücke zwischen p_{crit} und p_{max} bzw. für Temperaturen zwischen T_{crit} und T_{max} kommt es zu Effekten wie retrograder Kondensation (= das Auftreten von Verdampfung bei isobarer Temperaturerniedrigung bzw. isothermer Druckerhöhung). Eine gut verständliche Einführung in dieses Verhalten von Gemischen insbesondere von Kohlenwasserstoffgemischen findet sich in API (1976, S. 4-1 ... 4-11). Dort entnimmt man (Fig. 4-0.2 auf S. 4-3) für drei binäre Gemische aus Äthan und n-Heptan Werte von $T_{\text{max}} - T_{\text{crit}} < 15^\circ\text{C}$ und $p_{\text{max}} - p_{\text{crit}} < 5.5 \text{ bar}$.

Solche nur bei Gemischen auftretende Effekte in der Nähe des kritischen Punktes lassen sich bei Einsatz üblicher Zustandsgleichungen für reale Fluide, wie die in dieser Arbeit herangezogene Lee-Kesler-Zustandsgleichung (Anhang 6) nicht wiedergeben, da vor dem Gebrauch solcher Gleichungen das Gemisch auf einen Einkomponenten-Ersatzstoff reduziert werden muß (näheres siehe am Ende von Anhang 5).

¹ Im Englischen findet man für diese beiden Grenzwerte T_{max} , p_{max} auch die Bezeichnungen 'critical condensation temperature' bzw. 'critical condensation pressure' stehen.

Als kritischen Punkt von Jet A-1 wähle ich die von Sobel u. Spadaccini (1995) für JP-8 angegebenen Werte:

$$T_{crit} = 684.26 \text{ K} ; p_{crit} = 23.44 \times 10^5 \text{ Pa} \quad (3.1.1)$$

Zum Vergleich sei hier der kritische Punkt einiger wichtiger Bestandteile (vgl. Anhang 4) von Jet A-1 angegeben: n-Nonan: 594.6 K | 23.1 bar; n-Dodekan: 658.3 K | 18.2 bar; n-Tetradekan: 694.0 K | 16.2 bar; 1,2,4-Trimethylbenzol (C_9H_{12}): 649.1 K | 32.3 bar; n-Butyl-Cyclohexan ($C_{10}H_{20}$): 648.2 K | 25.0 bar. Diese Werte sind dem VDI-Wärmeatlas (1994, S. Dc2+3) entnommen. Man erkennt, daß sowohl die kritische Temperatur als auch der kritische Druck von Jet A-1 höher liegen als die entsprechenden Werte der Alkane. Rose u. Cooper (1977, S. 273) merken dazu an:

'The critical point of petroleum products lie above the locus for paraffins for two reasons:

- Petroleum products contain, in general, naphthenes and aromatic hydrocarbons and these have the effect of raising the critical temperature and pressure.
- The critical point of a mixture of paraffins lies above the locus of the critical points of the individual paraffins.'

In der Literatur finden sich folgende Angaben zum kritischen Punkt von Kerosinen: Barnett u. Hibbard (1956, S. 76) geben für JP-1: 652.59 K | 24.82 bar und für JP-5: 684.82 K | 22.75 bar an; Williams (1973) für 'kerosene': 662 K | 26.3 bar, Rose u. Cooper (1977, S. 275) für 'kerosine': 699.85 K | 34.47 bar; Rupprecht u. Faeth (1981) für zwei verschiedene Jet A - Proben¹: 677.59 K | 23.4 bar bzw. 669.26 K | 21.4 bar; Sobel u. Spadaccini (1995) für JP-7: 669.82 K | 21.10 bar; Lenoir u. Hipkin (1973) für 'California kerosine' (das nahe an typischem Jet A-1 lag, s. Kap. 2.2): 665.93 K | 24.89 bar; Nguyen u. Ying (1990) für Jet A: 668 K | 19.6 bar. Anders als bei der Summenformel (Gl. 2.2.1) übernehme ich hier die Angabe von Nguyen jedoch nicht, da sein kritischer Druck im Kontext der anderen Literaturstellen etwas niedrig erscheint. Doch ergibt die für Jet A-1 befürwortete Dampfdruckkurve (Gl. 3.4.2), die auf obigem gewählten kritischen Punkt (Gl. 3.1.1) als Stützwert basiert, bei der von Nguyen angegebenen kritischen Temperatur von 668 K einen Dampfdruck von 19.72 bar, was gut mit dem Nguyen-Wert von 19.6 bar übereinstimmt.

Es sei noch angemerkt, daß nur bei Rupprecht u. Faeth (1981) und bei Lenoir u. Hipkin (1973) angegeben wird, auf welche Weise die Zahlenwerte für T_{crit} und p_{crit} zustande kamen: Sie haben nach einer in API (1976, S. 4-47...4-50) angegebenen Methode für chemisch nicht definierte Rohölfractionen die Werte ermittelt. Dazu werden als Eingangsgrößen lediglich die ASTM D86 -Destillationskurve (s. Kap. 3.3) sowie die 'specific gravity (60°/60°F)' (s. Kap. 3.10) des flüssigen Kraftstoffs benötigt. Während der kritische Druck in API aus einem Diagramm zu entnehmen ist, wird dort für die kritische Temperatur die Formel von Roess (1936) angegeben. Nach Einheitenkonversion von °F auf K lautet diese:

$$T_{crit} [K] = 358.794 + 1.6667 \cdot C - 1.28286 \times 10^{-3} \cdot C^2 \quad (3.1.2)$$

mit: C = specific gravity (60°/60°F) · (VABK [K] - 199.817)

und der Siedetemperatur VABK aus Gl. 3.3.2

Als Gültigkeitsbereich wird $T_{crit} = 550 - 1000^\circ\text{F}$ (561 - 811 K), $p_{crit} = 250 - 700$ psia (17.2 - 48.3 bar) und eine 'specific gravity (60°/60°F)' = 0.660 - 0.975 angegeben. Jet A-1 liegt etwa in der Mitte dieses Bereichs. Als Fehlertoleranz für T_{crit} wird $\pm 6^\circ\text{F}$ (3.3 K) angegeben, mit einem maximal zu erwartenden Fehler von 22°F (12.2 K). Für p_{crit} wird derselbe

¹ Die zweite Angabe von T_{crit} | p_{crit} bezieht sich auf eine Jet A -Probe, deren Destillationskurve und 'specific gravity (60°/60°F)' näher an typischen Werten für Jet A lag als die erste.

Gültigkeitsbereich und eine Fehlertoleranz von ± 16 psia (1.1 bar) genannt, mit einem maximal zu erwartenden Fehler von 60 psia (4.1 bar).

Legt man die ASTM D86 -Destillationskurve für typisches Jet A-1 nach Gl. 3.3.1 zugrunde, extrahiert daraus deren mittlere Steigung slp (Gl. 3.3.5) und die mittlere Siedetemperatur VABP (Gl. 3.3.3), und benutzt die 'specific gravity (60°/60°F)' nach Gl. 3.10.1, so erhält man mit diesen drei Werten nach der API-Methode als kritischen Punkt für Jet A-1: $T_{crit} = 671.3 \text{ K}$ und $p_{crit} = 25.06 \text{ bar}$. Die von mir für Jet A-1 befürworteten kritischen Werte nach Gl. 3.1.1 liegen am oberen Rand bzw. innerhalb der für die API-Methode angegebenen maximalen Abweichungen.

In manchen Stoffgrößenberechnungsmethoden wird das kritische spezifische Volumen v_{crit} [m^3/kg] bzw. der kritische Realfaktor ('critical compressibility factor') Z_{crit} als charakteristische Stoffkonstante benötigt. Letzterer ist der Wert des Realfaktors Z (Gl. 3.20.3) am kritischen Punkt und ist definiert durch:

$$Z_{crit} = \frac{p_{crit} \cdot v_{crit}}{R \cdot T_{crit}} \quad (3.1.3)$$

Bei einem Fluid, das am kritischen Punkt ideales Gasverhalten zeigte, wäre $Z_{crit} = 1$. Für Kerosin liegen mir keinerlei Literaturangaben zu v_{crit} oder Z_{crit} vor. Doch lassen sich durch Heranziehen einer thermischen Zustandsgleichung für reale Fluide (gewählt wurde die Lee-Kesler-Zustandsgleichung, s. Anhang 6) die gesuchten Größen ermitteln. Mit obigen Werten des kritischen Drucks und der kritischen Temperatur sowie einem azentrischen Faktor ω von 0.3599 (Gl. 3.5.2) erhält man eine kritische Dichte von :

$$1/v_{crit} = \rho_{crit} = 261.6 \text{ kg/m}^3 \quad (3.1.4)$$

und einen kritischen Realfaktor von:

$$Z_{crit} = 0.2635 \quad (3.1.5)$$

Zum Vergleich: Betrachtet man die kritischen Dichten (VDI-Wärmeatlas (1994, S. Dc2 bis Dc4)) der einzelnen wesentlichen Komponenten von Jet A-1 (s. Anhang 4 und 5) so liegen die n-Alkane von C_8 bis C_{15} zwischen 232 und 241 kg/m^3 . Die Werte der Cycloalkane C_8 bis C_{11} liegen im Bereich 249 - 270 kg/m^3 und die Aromaten C_8 bis C_{11} im Bereich 269 - 320 kg/m^3 . Einige Realfaktoren: n-Oktan: $Z_{crit} = 0.259$, n-Dodekan: $Z_{crit} = 0.240$, 1,2,4-Trimethylbenzol: $Z_{crit} = 0.258$ (Werte aus VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da6 ff.) bzw. Reid et al. (1977, Appendix A)).

Ein um 6 % niedrigerer Wert der kritischen Dichte (245.7 kg/m^3) ergab sich bei dem Versuch, das Jet A-1 auf der Grundlage der Analyse von Guéret (1989) auf seine Hauptkomponenten zu reduzieren und die Eigenschaften dieses Ersatzgemischs über Mischungsregeln aus den Eigenschaften der reinen Komponenten zu bestimmen (näheres s. Anhang 5). Bei dieser Vorgehensweise wurden folgende Daten für das Ersatzgemisch errechnet:

Molmasse 151.3 kg/kmol
krit. Druck 21.71 bar, krit. Temperatur 645.6 K
krit. Dichte 245.7 kg/m^3 , krit. Realfaktor 0.2490
azentrischer Faktor 0.4882

Da die zugrundeliegende Analyse von Guéret aber für diesen Zweck letztlich nicht detailliert genug war und das untersuchte Kerosin TR0 zudem für typisches Jet A-1 nicht repräsentativ ist (s. Kap. 2.2), können diese Werte das reale Jet A-1 nur angenähert wiedergeben, dienen jedoch einer groben Bestätigung der befürworteten kritischen Werte für reales Jet A-1.

Eine alternative Methode zur Ermittlung der kritischen Dichte wird in Reid et al. (1977, S. 16) angegeben. Es handelt sich um die folgende, für reine Kohlenwasserstoffe gut geeignete Näherungsbeziehung (Riedel-Formel):

$$v_{crit} = \frac{R \cdot T_{crit}}{p_{crit}} \cdot [3.72 + 0.26(\alpha - 7.0)]^{-1} \quad (3.1.6)$$

$$\text{mit: } \alpha = 0.9076 \cdot \left(1.0 + \frac{T_b/T_{crit} \cdot \ln(p_{crit} / 1.01325 \cdot 10^5)}{1.0 - T_b/T_{crit}} \right)$$

Setzt man die entsprechenden Werte für kritischen Druck und kritische Temperatur (Gl. 3.1.1), die Siedetemperatur T_b (hier 478.53 K) bei Normaldruck (=1 atm) und die spezielle Gaskonstante R (Gl. 3.20.2) für Jet A-1 ein, so erhält man: $1/v_{crit} = p_{crit} = 266.1 \text{ kg/m}^3$, was wegen Gl. 3.1.3 einem Wert $Z_{crit} = 0.2591$ äquivalent ist.

Diese Werte stützen die obigen mit der Lee-Kesler-Zustandsgleichung ermittelten Werte p_{crit} und Z_{crit} (Gl. 3.1.4 und 3.1.5). Ich empfehle die Lee-Kesler-Werte, da die Lee-Kesler-Gleichung mit unveränderten Parametern T_{crit} , p_{crit} und ω auch die Meßwerte der Dichte von flüssigem Kerosin mit verblüffender Genauigkeit vorhersagte (s. Kap. 3.10).

3.2 Gefrierpunkt

Kohlenwasserstoffgemische wie Jet A-1 zeigen bei Abkühlung auf tiefe Temperaturen ein Ausfällen von Wachskristallen. Diese bilden zunehmend eine poröse Wachsmatrix, in der aber noch flüssige Tropfen leichterflüchtiger Komponenten eingeschlossen sind. Das Gemisch wirkt schließlich makroskopisch erstarrt. Doch führt die Überschreitung eines Schwellenwerts aufgebrachtener Schubspannung zu einem Zusammenbruch der Wachsmatrix, so daß das Gemisch wieder breiig zu fließen beginnt, und umgekehrt. Der Temperaturbereich, in dem Kerosin erstarrt, ist also begleitet von einem nicht-Newton'schen (thixotropen, viskoplastischen) Verhalten des Kraftstoffs. Nach Goodger (1975, S. 92+93) hat dieser Temperaturbereich für 'Avtur' eine Breite von ungefähr 10 K. Der Gefrierpunkt liegt am oberen (!) Rand dieses Temperaturbereichs und ist die Temperatur, bei der die letzten Wachskristalle bei Wiedererwärmung des Kraftstoffs verschwinden. Der Gefrierpunkt wird nach einer Prüfvorschrift (ASTM D 2386) in einer Normapparatur ermittelt (s. Gardner u. Whyte (1990, S. 104-107)).

Für den Gefrierpunkt ('freezing point') wird als Spezifikation (d.h. als vom Lieferanten einzuhaltender Maximalwert) für Jet A der Wert -40°C gefordert, für Jet A-1 der Wert -47°C (s. Gardner u. Whyte (1990, S. 110 + 111)).¹ Nach CRC (1983, S. 50) liegen typische Werte bei -45°C für Jet A bzw. -51°C für Jet A-1. Für JP-8 ermittelte Martel (1988) im Mittel einen Wert von -52°C mit einer Standardabweichung von 3.2°C. DERA (1998) ermittelte den Gefrierpunkt von elf Jet A-1 -Proben von verschiedenen Flughäfen. Es ergab sich im Mittel ein Gefrierpunkt von -55°C mit Einzelwerten von -58° bis -47°C. Batchelor et al. (1997, S. 2) geben an, daß im Jahre 1991 für 39 Jet A -Proben im Mittel ein Gefrierpunkt von -44°C ermittelt wurde, mit einem niedrigsten Einzelwert von -59°C und zwei Einzelwerten, die gerade an der von der Spezifikation geforderten Grenze von -40°C lagen. Er gibt weiter an, daß der genannte Mittelwert seit 15 Jahren unverändert sei. Für Jet A-1 gibt er als Mittelwert von 100 im Jahre 1987 in Europa genommenen Proben einen Mittelwert des Gefrierpunkts von -50°C

¹ Jet A und Jet A-1 unterscheiden sich in ihrer Spezifikation nur hinsichtlich des Gefrierpunkts, s. auch Kap. 2.1 .

an, mit Einzelwerten zwischen -60°C und -47°C. Aus der Jahresstatistik über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) ergibt sich für das Jahr 1996 ein Mittelwert des Gefrierpunkts von -52.6°C mit einer Standardabweichung von 3.93°C (basierend auf 1467 Einzelproben), die Jahresmittelwerte in den Jahren 1986-1996 lagen im Bereich -52.6 bis -51.2°C.

Alles in allem kann man also für Jet A-1 einen typischen Wert des Gefrierpunkts von -52°C festhalten, und für Jet A einen Wert von -44°C. Diese Werte liegen 5° bzw. 4°C unter der jeweiligen Spezifikation.

3.3 ASTM D86 -Destillationskurve

Die ASTM D86 -Destillationskurve macht eine Aussage über die Flüchtigkeit, d.h. über den Siedebereich eines Vielkomponentenkraftstoffs wie Kerosin, und wird in einer einfachen Normapparatur in festgelegter Weise (ASTM (1978)) ermittelt. Dies sei kurz skizziert: Ein anfängliches Flüssigkeitsvolumen von 100 cm³ (gemessen bei etwa Umgebungstemperatur) wird in einem Glaskolben bei Umgebungsdruck erhitzt. Die Temperatur des aufsteigenden Dampfes wird mit einem Thermometer an einer bestimmten Position im Hals des Glaskolbens gemessen. Der Dampf tritt von da in ein schräg nach unten verlaufendes Rohr (Kondensator), das von außen durch ein Eiswasserbad gekühlt wird. Der Dampf kondensiert in dem Rohr und wird in einem Meßbecher aufgefangen. Der Meßbecher befindet sich in einem Bad von etwa Umgebungstemperatur. Das rekondensierte Flüssigkeitsvolumen im Meßbecher wird gleichzeitig mit der Thermometerablesung registriert und ergibt die Stützwerte der Destillationskurve. Als Siedebeginn ('initial boiling point' IBP) gilt die Thermometeranzeige in dem Moment, wo der erste Tropfen Kondensat in den Meßbecher fällt. Als Siedende ('final boiling point', FBP) gilt die höchste Thermometeranzeige im Versuch. Sie tritt gewöhnlich nach der Verdunstung des letzten Flüssigkeitsrests, der sich am Boden des Kolbens befindet, auf.

Die Destillationskurve liefert also bei Umgebungsdruck eine Art 'Siedetemperatur' über dem Volumen des aufgefangenen (verdampften und rekondensierten) Kraftstoffs ('percent recovered'). Smith (1970, S. 22+23) merkt hierzu an, daß die Destillationskurve bei veränderten Abmessungen der Prüfapparatur oder geändertem Prüfprogramm andere Werte annimmt, sodaß sie letztlich nur für vergleichende Zwecke (z. B. Qualitätskontrolle) von Bedeutung sei. Auch Gardner u. Whyte (1990, S. 100) merken hierzu an: 'The values so obtained are empirical since they are apparatus dependent and do not represent the true boiling point distribution.'

Trotz dieser Einschränkungen bleibt die Destillationskurve, abgesehen von den wenigen Analysedaten von Kerosin (s. Kap. 2.2), die es gibt, die derzeit einzige verfügbare Meßgröße in der Literatur über Kerosin, die als Ausgangspunkt für eine Modellierung des Mehrkomponenten-Verdampfungsverhaltens von Kerosin in Frage kommt. Deshalb stützen sich Bardon u. Rao (1984) maßgeblich auf die ASTM-Destillationskurve, um den Einfluß der Mehrkomponentenverdampfung auf die Molmasse des Kraftstoffdampfes, Verdampfungsenthalpie und Dampfdruck zu berücksichtigen, indem sie eine Abhängigkeit dieser Größen von dem Anteil der bereits ausgedampften Kraftstoffmasse angeben (s. Kap. 3.4). Darüberhinaus dient die ASTM-Destillationskurve auch als Eingangsgröße zur Bestimmung anderer Stoffeigenschaften wie z.B. T_{crit} , p_{crit} , M , ω mittels empirischer Beziehungen im API-Handbuch (API (1976)).

Tab. 3.3.1 am Ende dieses Kapitels 3.3 zeigt Zahlenwerte der Destillationskurve von Jet A-1, Jet A und JP-8 nach den Angaben verschiedener Literaturquellen. Bildet man daraus das arithmetische Mittel der Zahlenwerte der Literaturquellen '1', '2', '3b', '4', '5', '6' (also die Literaturstellen, die sich auf mehr als nur eine einzelne Kraftstoffprobe stützen), so erhält man:

typische Werte der ASTM D86 -Destillationskurve von Jet A-1	
rekondens. Flüssigkeit [Vol.%]	Siedetemperatur [°C]
IBP	162
10 %	179
20 %	187
50 %	206
90%	240
FBP	262

Um daraus eine typische Destillationskurve für Jet A-1 zu erhalten, wurde eine kubische Spline-Interpolation zwischen den 6 Stützpunkten durchgeführt. Da sich das Intervall zwischen 50 und 90 % als zu weit für eine Interpolation ohne Welligkeit erwies, wurde darin in Intervallmitte ein zusätzlicher plausibler Stützwert $T_S(70\%) = 219.25^\circ\text{C}$ eingeführt (vgl. Tab. 3.3.1). Sein genauer Wert wurde durch Probieren so ermittelt, daß sich ein Verlauf der ersten Ableitung der Spline-Interpolation ohne Welligkeit ergab. Die resultierende Polynom-Darstellung kann als 'typische' ASTM D86 -Destillationskurve von Jet A-1 betrachtet werden:

$$T_S = a_1 + a_2 x_{\text{evap}} + a_3 x_{\text{evap}}^2 + a_4 x_{\text{evap}}^3 \quad (3.3.1)$$

Diese Funktion gibt die Siedetemperatur T_S in Kelvin als Funktion des aufgefundenen, rekondensierten Kraftstoffvolumen-Bruchteils x_{evap} (dieser ist also ein Wert zwischen 0 und +1) in der ASTM D86 -Prüfanordnung an.

Die Koeffizienten entnimmt man der folgenden Tabelle:

	Koeffizienten in Gl. 3.3.1			
	a_1	a_2	a_3	a_4
$0.0 < x_{\text{evap}} < 0.2$	4.3515000E+02	2.4441883E+02	-8.9128251E+02	1.4709417E+03
$0.2 < x_{\text{evap}} < 0.5$	4.4678156E+02	6.9945495E+01	-1.8915813E+01	1.6997198E+01
$0.5 < x_{\text{evap}} < 0.7$	4.4529239E+02	7.8880516E+01	-3.6785855E+01	2.8910559E+01
$0.7 < x_{\text{evap}} < 1.0$	2.0579716E+02	1.1052886E+03	-1.5030831E+03	7.2714736E+02

Diese kubischen Spline-Polynome verlaufen exakt durch die 7 Stützwerte, und gehen an den Intervallrändern ohne Sprung und ohne Knick ineinander über. Der Funktionsverlauf ist

geeignet, um bei Bedarf daraus die erste Ableitung zu bilden. Bild 3.3.1 zeigt den Verlauf der Destillationskurve nach Gl. 3.3.1. Man erkennt einen zwischen $x_{\text{evap}} = 0.15$ und 0.7 nahezu linearen Verlauf. Zahlenwerte nach Gl. 3.3.1 sind zu Vergleichszwecken mit in der Tab. 3.3.1 (Spalte 'R') aufgeführt. Im Unterschied zu Gl. 3.3.1 zeigt die Destillationskurve von CRC (s. Tab. 3.3.1, Spalte '1') eine ausgeprägte S-Form, während andererseits die Kurve von Faith (Spalte '8') sogar zwischen $x_{\text{evap}} = 0.05$ und 0.9 nahezu linear verläuft. Die Kurve von MTU (Spalte '6') ist leicht S-förmiger als nach Gl. 3.3.1 und zeigt etwas höhere ($\sim 5\text{ K}$) Siedetemperaturen. Die beste Übereinstimmung mit Gl. 3.3.1 zeigt die Messung von Lenoir u. Hipkin (Spalte '11'), deren 'California kerosine' auch hinsichtlich Dichte, Molmasse und Wasserstoffgehalt den typischen Werten von Jet A-1 nahekommt (s. Kap. 2.2).

In der folgenden Tabelle seien noch zusätzlich Werte der Destillationskurve von Avtur mitgeteilt, die erst kurz vor Redaktionsschluß eingingen und der Jahresstatistik 1996 der britischen DRA über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) entstammen. Die Werte für das Jahr 1996 gründen sich dabei auf insgesamt 1467 Einzelproben.

ASTM D86 -Destillationskurve aus der Jahresstatistik 1996 der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997))				
rekondens. Flüssigkeit [Vol.%]	min.\ mittl.\ max. Wert der Siedetemp. im Jahre 1996 $T_S [^\circ\text{C}]$	Standardabw. der Siedetemp. im Jahre 1996 RMS $[^\circ\text{C}]$	kleinster Jahresmittelwert aus den Jahren 1986-1996 $T_S [^\circ\text{C}]$	größter Jahresmittelwert aus den Jahren 1986-1996 $T_S [^\circ\text{C}]$
IBP	134.0 \ 151.7 \ 176.0	6.79	150.6	154.5
10 %	157.5 \ 169.8 \ 188.5	4.25	169.2	172.9
50 %	176.5 \ 195.8 \ 211.0	5.57	194.8	197.0
90%	203.0 \ 234.8 \ 258.0	7.35	233.8	235.2
FBP	220.5 \ 255.8 \ 286.0	9.05	253.7	256.0

Alles in allem ergibt sich für Jet A-1 -Chargen in der ASTM D86 -Prüfanordnung ein Siedebereich bei Umgebungsdruck, der meist bei etwa $162^\circ\text{C} \pm 12^\circ\text{C}$ beginnt und bei etwa $262^\circ\text{C} \pm 12^\circ\text{C}$ endet. Es ist interessant, diesen Siedebereich mit dem von Rohöl zu vergleichen: Eine Ende der 70er Jahre durchgeführte Analyse von Nordsee-Rohöl (Winterfeld (1997)) zeigte bei Umgebungsdruck einen Siedebereich, der sich von 70°C bis über 525°C erstreckt. Bild 3.3.2 zeigt die Destillationskurve des Jet A-1 nach Gl. 3.3.1 im Vergleich zur Kurve für das Nordsee-Rohöl sowie Kurven für das 'wide-cut fuel' JP-4 und 'aviation gasoline'. Letztere beide 'typische' Kurvenverläufe sind CRC (1983, S. 43) entnommen. Man kann gut erkennen, daß das Kerosin und das Benzin benachbarten Rohölfractionen entstammen, während das 'wide-cut fuel' einen Verschnitt dieser Fractionen darstellt.

Aus der ASTM D86 -Destillationskurve eines Kraftstoffs lassen sich insbesondere zwei Kenngrößen gewinnen, die im API-Handbuch (API (1976)) zur Bestimmung von Stoffwerten als Eingangsgrößen benötigt werden. Es handelt sich um den 'ASTM volumetric average boiling point' (VABP) und den 'ASTM slope'. Die erstgenannte Größe ist eine mittlere Siedetemperatur und definiert durch:

3.4 Dampfdruck

Das Flüssigkeit-Dampf-Phasengleichgewicht eines Gemisches wie Kerosin ist durch Temperatur und Zusammensetzung (Angabe der mittleren Gemischzusammensetzung oder der Zusammensetzung der Flüssigkeit oder des Dampfes) festgelegt. So ist z.B. der Dampfdruck über Kerosin mit Original-Zusammensetzung eine reine Temperaturfunktion und wird in der englischsprachigen Literatur als 'true vapour pressure' bezeichnet. Der 'true vapour pressure' ist definiert (s. CRC (1983, S. 41-42)) als der Dampfdruck über der Flüssigkeit für den Grenzfall einer verschwindenden Menge aus der Flüssigkeit hervorgegangenen Dampfes, der mit dieser im Gleichgewicht steht. In diesem Grenzfall hat sich nämlich die Zusammensetzung der Flüssigkeit praktisch noch nicht verändert und man erhält den Dampfdruck zur vorgegebenen Temperatur bei Original-Zusammensetzung des flüssigen Kraftstoffs.

Im Unterschied dazu wird beim 'Reid vapour pressure', der nach ASTM D323 bei 100°F (310.93 K) bestimmt wird (s. etwa Goodger (1975, S. 82-83)), der Dampfdruck unter der Bedingung ermittelt, daß das Verhältnis des Volumens der bereits ausgedampften Dampfmenge zu dem Volumen der damit im Gleichgewicht stehenden Flüssigkeit den Wert 4 hat. Da der Dampfdruck bei gegebener Temperatur mit fortschreitender Verdampfung durch Anreicherung der höhersiedenden Komponenten in der Flüssigkeit absinkt, ist der 'Reid vapour pressure' bei gleicher Temperatur niedriger als der 'true vapour pressure'. Der 'Reid vapour pressure' läßt sich bei Kenntnis der Destillationskurve des Kraftstoffs mittels empirischer Korrelationen in den 'true vapour pressure' umrechnen, siehe Barnett u. Hibbard (1956, S. 16) sowie CRC (1983, S. 42).

Abgesehen von Angaben zum kritischen Punkt (Kap. 3.1) finden sich nur wenige Literaturangaben zum Dampfdruck von Kerosin oberhalb etwa 2 bar: Rose u. Cooper (1977, S. 275) geben eine vollständige Dampfdruckkurve für 'kerosine' bis zum kritischen Punkt an. Sie weist im $\ln p_s - 1/T_s$ -Diagramm eine geringere Steigung als die reiner Alkane mit vergleichbarer Molmasse auf, worin sich der Mehrkomponentencharakter des Gemisches Kerosin niederschlägt. Nguyen u. Ying (1990) geben eine Dampfdrucktabelle $p_s(T)$ für 'Jet A' im ganzen Temperaturbereich an, doch sind die Zahlenwerte des Dampfdrucks nur mit zwei signifikanten Ziffern angegeben. In beiden Literaturstellen handelt es sich wahrscheinlich um Angaben des 'true vapour pressure'.

Gauthier et al. (1991) berücksichtigen den Mehrkomponenteneinfluß auf den Dampfdruck, indem sie die Koeffizienten in der Dampfdruckkurve als Funktion des Massenanteils y der bereits ausgedampften Kraftstoffmasse jeweils für JP-4, Jet A-1 und für Diesel angeben. Als Vorgabe benötigen sie nur die ASTM-Destillationskurve des Kraftstoffs und dessen Dichte bei Umgebungstemperatur. Die grundsätzliche Methode hierzu ist beschrieben in Bardon u. Rao (1984), wo sie auf Benzin angewandt wurde. Nach Gauthier ist ihre Beziehung für den Fall gültig, daß der flüssige Kraftstoff immer gut durchgerührt ist, d.h., daß sich während der Verdunstung keine Konzentrationsgradienten im Inneren der Flüssigkeit aufbauen. Hier sei angemerkt, daß Chin (Chin (1994), Rizk et al. (1997)) ein Rechenverfahren zur Berechnung der Mehrkomponenten-Tropfenverdunstung in Brennkammern entwickelt hat, das auf der Dampfdruckbeziehung von Gauthier aufbaut, jedoch Gradienten im Tropfeninnern zu berücksichtigen versucht.

Da meines Wissens die Dampfdruckbeziehung von Gauthier die einzige ist, die den Einfluß der Aufkonzentration an höhersiedenden Komponenten während der Verdampfung von Jet A-1 berücksichtigt, soll sie hier wiedergegeben werden:

$$p_s(T_s, y) = f_1 \cdot \exp\left(-\frac{f_2}{T_s}\right) \quad (3.4.1)$$

mit:

$$f_1(y) = \sum_{i=1}^5 a_i \cdot P_i$$

$$f_2(y) = \sum_{i=1}^5 b_i \cdot P_i$$

Hierin sind $P_1 \dots P_5$ die ersten fünf Legendre-Polynome:

$$P_1 = 1$$

$$P_2 = S$$

$$P_3 = (3S^2 - 1) / 2$$

$$P_4 = (5S^3 - 3S) / 2$$

$$P_5 = (35S^4 - 30S^2 + 3) / 8$$

wobei: $S = 1 - 2y$

$$y = \frac{\text{bereits ausgedampfte Kraftstoffmasse}}{\text{Anfangskraftstoffmasse}}$$

und den Koeffizienten für Jet A-1:

	Koeffizienten a_i	Koeffizienten b_i
$i = 1$	0.36596E+10	0.52342E+04
2	- 0.50351E+09	- 0.45246E+03
3	0.14903E+08	- 0.24603E+02
4	0.88803E+07	0.12795E+02
5	- 0.27068E+08	- 0.29642E+02

Für $y = 0$ liefert diese Beziehung den 'true vapour pressure', d.h. den Dampfdruck über dem Jet A-1 mit Original-Zusammensetzung. Bei gegebener Siedetemperatur führt die fortschreitende Verdampfung durch die zunehmende Anreicherung an höhersiedenden Komponenten in der Flüssigkeit zu einem zunächst steilen dann zunehmend flacheren Abfall des Dampfdrucks mit y . Schließlich erhält man für $y = 1$ den Dampfdruck über dem letzten Kerosinrest.

Nach meinen eigenen Erfahrungen mit der Simulation von Kerosin-Sprays in Gasturbinen-Brennkammern ist die Approximation der Mehrkomponentenverdunstung des Kerosins durch ein Einkomponenten-Verdunstungsmodell, in welchem der Dampfdruck des Kerosins als reine Temperaturfunktion betrachtet wird, mit gutem Erfolg möglich. Als Ansatz für die Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks von Jet A-1 bei einer 'mittleren' Zusammensetzung der Flüssigkeit (d.h. bei teilweise ausgedampftem Zustand) wähle ich die Antoine-Gleichung¹ (Reid et al. (1987, S. 208)), die hier aus Genauigkeitsgründen in zwei Temperaturintervalle unterteilt wurde:

$$p_s(T_s) = \exp\left(A - \frac{B}{T_s - C}\right) \quad (3.4.2)$$

¹ Anmerkung: Wegen der Identität $f_1 \cdot \exp(-f_2/T_s) = \exp(\ln f_1 - f_2/T_s)$ ist der Ansatz für die Temperaturabhängigkeit des Dampfdrucks in Gl. 3.4.1 (Clapeyron-Gleichung) nichts anderes als die Antoine-Gleichung (Gl. 3.4.2) mit $C = 0$.

mit:

$$C = 43.$$

für $T_S < 477.95 \text{ K}$:

$$A = 20.4274903$$

$$B = 3877.38996$$

für $T_S \geq 477.95 \text{ K}$:

$$A = 21.3176792$$

$$B = 4264.57762$$

Diese Funktion ist in Bild 3.4.1 dargestellt. Sie ist an der Temperaturbereichsgrenze von 477.95 K stetig, zeigt jedoch einen geringfügigen Knick (auf dem Bild kaum noch zu erkennen), wodurch die Steigung dp_S/dT_S dort um 10 % springt.

Durch äquivalente Umformung von Gl. 3.4.2 ergibt sich die Siedetemperatur $T_S(p_S)$ als Funktion des Dampfdrucks:

$$T_S = C + \frac{B}{A - \ln p_S} \quad (3.4.3)$$

Hierin muß man die Koeffizienten A, B des unteren Temperaturbereichs benutzen, solange $p < p_S(477.95 \text{ K}) = 1.E+05 \text{ Pa}$ ist. Aus Gl. 3.4.3 erhält man zu gegebenen Dampfdrücken z.B. folgende Siedetemperaturen:

Dampfdruck [10 ⁵ Pa]	Siedetemperatur nach Gl. 3.4.3 [K]
0.01	329.79
0.1	388.67
1.0	477.95
5.0	563.37
10.0	611.45
15.0	643.92
20.0	669.31
23.44 (= p_{crit})	684.26 (= T_{crit})

Der Wert der Konstanten C wurde unverändert aus Lefebvre (1989, S. 319) übernommen, der diesen Wert für einige Kraftstoffe (n-Heptan, Flugbenzin, JP-4, JP-5, Diesel) benutzt. Die Konstanten A und B erhält man in den beiden Temperatur-Teilbereichen aus zwei Stützwerten '1' und '2' nach Logarithmieren von Gl. 3.4.2 jeweils durch Lösen des folgenden linearen Gleichungssystems:

$$A - \frac{1}{T_{S1} - C} \cdot B = \ln p_S(T_{S1}) \quad (3.4.4)$$

$$A - \frac{1}{T_{S2} - C} \cdot B = \ln p_S(T_{S2}) \quad (3.4.5)$$

Als Stützwerte dienen jeweils die beiden ersten bzw. die beiden letzten der folgenden Stützwerte:

$$T_S(p_S = 23.44E+05 \text{ Pa}) = 684.26 \text{ K} \quad (3.4.6)$$

(= krit. Punkt nach Gl. 3.1.1)

$$T_S(p_S = 1.E+05 \text{ Pa}) = 477.95 \text{ K} \quad (3.4.7)$$

(Wert für 'Jet A, Jet A-1' aus: Lefebvre (1983, S. 336))

$$T_S(p_S = 0.00386E+05 \text{ Pa}) = 310.93 \text{ K} \quad (3.4.8)$$

(Wert für 'Jet A-1' aus Gl. 3.4.1 (Gauthier) für $y = 0.2$)

Zum Vergleich des Stützwerts der Siedetemperatur bei 1 bar (Gl. 3.4.7) liest man bei Rose u. Cooper (1977, S. 275) für 'kerosine' bei einem Dampfdruck von 1 bar eine Siedetemperatur von 475.4 K ab, bei Nguyen u. Ying (1990) für 'Jet A' 464 K. Bei Barnett u. Hibbard (1956, S. 104-105) findet man zu einem 'true vapour pressure' von 1 bar für 72 JP-1 -Kraftstoffproben eine Siedetemperatur zwischen 452.6 und 464 K mit einem Mittelwert von 457 K. Für 62 Proben von JP-5 lag die Siedetemperatur zu 1 bar zwischen 476.5 und 491 K mit einem Mittelwert von 484 K. Hierzu sei angemerkt, daß JP-1 leichter flüchtig als Jet A-1 ist, während JP-5 schwerer flüchtig ist (s. Kap. 2.1).

Der Stützwert der Siedetemperatur bei 1 bar (Gl. 3.4.7) von 477.95 K läßt sich auch mit der typischen ASTM-Destillationskurve für Jet A-1 (Gl. 3.3.1) vergleichen, weil der ASTM D86 -Destillationsversuch (s. Kap. 3.3) gerade bei Umgebungsdruck vorgenommen wird. Man findet, daß bei dieser Temperatur von 477.95 K etwa die Hälfte ($x_{\text{evap}} = 0.48$) des Kraftstoffs rekondensiert ist. Somit handelt es sich bei dem in Gl. 3.4.7 gegebenen Dampfdruck um einen Wert, bei dem typisch etwa knapp die Hälfte des flüssigen Jet A-1 bereits ausgedampft ist. Zum Vergleich ergibt sich nach der Dampfdruckbeziehung von Gauthier (Gl. 3.4.1) bei diesem Druck und dieser Temperatur, daß etwa 20 % ($y = 0.22$) der anfänglichen Kraftstoffmasse ausgedampft ist.

Aus diesem Grund wurde auch dem Dampfdruck-Stützwert von Gl. 3.4.8, der sich aus Gl. 3.4.1 nach Gauthier et al. (1991) ergibt, derselbe bereits ausgedampfte Kraftstoffmassenanteil zugrundegelegt. Der Zahlenwert liegt gut im Bereich der prozentual erheblich streuenden Dampfdruckwerte, die sich im Bereich der Umgebungstemperatur für Kerosin finden, weil dort der Dampfdruck nahezu Null ist: Bei 310.93 K (= 100°F) geben Sobel u. Spadaccini (1995) für JP-8 einen Dampfdruck von 0.0103 bar an, bei Faith et al. (1971, S. 46) findet sich ein gemessener Wert für Jet A von 0.0024 bar, bei Barnett u. Hibbard (1956, S. 104) für JP-1 ein Mittelwert des 'true vapour pressure' aus 72 Kraftstoffproben von 0.0064 bar, während man aus CRC (1983, S. 46) für 'Jet A, Jet A-1, JP-8' einen Wert des 'true vapour pressure' von 0.0074 bar abliest. Die folgende Tabelle vergleicht weitere Dampfdruckwerte:

T_S [K]	$p_S(T_S)$ nach Gl. 3.4.2 [10 ⁵ Pa]	$p_S(T_S, y)$ nach Gauthier (Gl. 3.4.1) [10 ⁵ Pa]			$p_S(T_S)$ nach Rose/Cooper [10 ⁵ Pa]	$p_S(T_S)$ nach Nguyen/Ying [10 ⁵ Pa]
		für $y=0$	für $y=0.2$	für $y=1$		
300	0.00209	0.00433	0.00215	0.00030	0.00165	0.0045
310.93	0.00386	0.00754	0.00386	0.00059	0.0031	0.0078
350	0.0243	0.0414	0.0230	0.00441	0.0197	0.040
400	0.143	0.225	0.135	0.033	0.125	0.20
450	0.542	0.839	0.539	0.156	0.517	0.72
500	1.605	2.406	1.625	0.545	1.69	2.0

T_s [K]	$p_s(T_s)$ nach Gl. 3.4.2 [10 ⁵ Pa]	$p_s(T_s, y)$ nach Gauthier (Gl. 3.4.1) [10 ⁵ Pa] für y=0 für y=0.2 für y=1			$p_s(T_s)$ nach Rose/Cooper [10 ⁵ Pa]	$p_s(T_s)$ nach Nguyen/Ying [10 ⁵ Pa]
550	4.028	5.697	4.011	1.513	4.48	4.5
600	8.571	11.683	8.516	3.545	9.65	9.1
650	16.104	21.453	16.104	7.286	18.62	16.
684.26	23.440	30.908	23.614	11.233	28.27	23.

Zu den Tabellenwerten von Gauthier sei angemerkt, daß die maximalen Dampfdruckunterschiede $p_s(T, y=0) - p_s(T, y=1)$ unter dem Einfluß des in der Realität nur endlich schnellen Ausgleichs von örtlichen Konzentrationsunterschieden in der Flüssigkeit (etwa bei der Verdunstung eines Kraftstofftropfens) geringer ausfallen werden als es obige Tabellenwerte der Dampfdruckbeziehung von Gauthier zeigen. Dennoch demonstrieren diese Werte den starken Einfluß der Zusammensetzungsänderungen in der Flüssigkeit auf den Dampfdruck.

Man erkennt, daß die Dampfdruckkurve nach Gl. 3.4.2 nahe bei den beiden oben genannten Dampfdruckkurven von Rose u. Cooper (1977, S. 275) für 'kerosine' und von Nguyen u. Ying (1990) für Jet A liegt. Die Dampfdruckkurve des 'true vapour pressure' $p_s(T, y=0)$ nach Gauthier (Gl. 3.4.1) liefert bis 450 K vergleichbare Werte, zeigt jedoch einen etwas stärkeren Anstieg mit der Temperatur. Vor dem Hintergrund der Literaturangaben zum kritischen Punkt in Kap. 3.1 erscheint mir der Dampfdruck von 30.908 bar für $y = 0$ bei der kritischen Temperatur als zu hoch. Doch ist bemerkenswert, daß bis hin zur kritischen Temperatur der Dampfdruck nach Gauthier für einen konstanten Wert $y = 0.2$ gut mit den Werten nach Gl. 3.4.2 übereinstimmt.

Alles in allem bleibt festzuhalten, daß Gl. 3.4.2 den Dampfdruck über flüssigem Jet A-1 mit einer Zusammensetzung wiedergibt, die einem teilweise ausgedampften Zustand entspricht. Eine nähere Quantifizierung dieses ausgedampften Anteils scheitert an der Streuung der verschiedenen vorliegenden Literaturangaben, außer bei einem Dampfdruck von 1 bar, wo etwa die Hälfte der ursprünglichen Jet A-1 -Menge bereits aus der Flüssigkeit ausgedampft ist.

Für die Zukunft sind weitere Dampfdruckmessungen für Jet A-1 oberhalb Umgebungstemperatur bis zum kritischen Punkt erforderlich, und zwar nicht nur Messungen des 'true vapour pressure' sondern auch Messungen des Dampfdrucks als Funktion des Anteils y der bereits ausgedampften Kraftstoffmasse bei gegebener Siedetemperatur.

3.5 Azentrischer Faktor

Neben den kritischen Daten eines Fluids wird auch dessen sog. azentrischer Faktor ω ('acentric factor') mitunter in Stoffwertgleichungen (z.B. in der Lee-Kesler-Zustandsgleichung, s. Anhang 6) als vorzugebende charakteristische Stoffkonstante benötigt. Er berücksichtigt pauschal den Einfluß orientierungsabhängiger Kraftwirkungen zwischen den Molekülen auf die Stoffeigenschaften. Er ist daher nahe Null für Moleküle mit kugelförmigen Kraftfeldern (z. B. Argon Ar: $\omega = 0.001$, Methan CH₄: $\omega = 0.011$). Mit zunehmender Abweichung der Molekülform von der Kugelsymmetrie (Azentrität) steigt er an (z.B. n-Oktan

C₈H₁₈: $\omega = 0.398$, n-Dodekan C₁₂H₂₆: $\omega = 0.575$, s. auch Anhang 5) und berücksichtigt zu einem gewissen Teil auch die Wirkung elektrostatischer Moleküleigenschaften (Polarität) (s. VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da4), Reid et al. (1977, S. 19)).

Für einen reinen Stoff ist er definiert durch (Reid et al. (1977, S. 19)):

$$\omega = -1 - \log_{10} \frac{p_s(T = 0.7 \cdot T_{crit})}{p_{crit}} \quad (3.5.1)$$

Mit dem kritischen Punkt von Jet A-1 nach Gl. 3.1.1 sowie einem Dampfdruck p_s von 1.0234 bar bei der Temperatur $T = 0.7 \cdot T_{crit} = 478.98$ K aus Gl. 3.4.2 erhält man:

$$\omega = 0.3599 \quad (3.5.2)$$

Die alternative Bestimmung des azentrischen Faktors aus dem Jet A-1 -Ersatzgemisch (s. Anhang 5) ergab den sicherlich zu hohen Wert $\omega = 0.4882$. Im Ersatzgemisch mußten nämlich mangels detaillierterer Analysedaten die im Kerosin vorherrschenden Alkane allein durch die geradkettigen (hohes ω !) n-Alkane repräsentiert werden. Der azentrische Faktor als Maß für die Abweichung der Molekülstruktur von der Kugelsymmetrie verringert sich jedoch beim Auftreten von Verzweigungen gegenüber der geradkettigen Anordnung der Atome im Molekül, sodaß die Isomere der n-Alkane stets niedrigere azentrische Faktoren besitzen (Beispiel: n-Dekan C₁₀H₂₂ hat ein $\omega = 0.489$, wohingegen die Isomere 3,3,5-Trimethylheptan, 2,2,3,3-Tetramethylhexan, 2,2,5,5-Tetramethylhexan, die alle die gleiche Summenformel C₁₀H₂₂ besitzen, ein $\omega = 0.382$ bzw. 0.364 bzw. 0.375 haben (Werte aus VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da14)).

In API (1976) sind Diagramme angegeben, aus denen sich für chemisch nicht definierte Rohölfractionen der azentrische Faktor entnehmen läßt, wozu als Vorgabe die ASTM D86 -Destillationskurve sowie die 'specific gravity (60°/60°F)' des flüssigen Kraftstoffs benötigt werden. Legt man für letztere einen typischen Wert für Jet A-1 von 0.8090 nach Gl. 3.10.1 zugrunde und die für Jet A-1 typische Destillationskurve nach Gl. 3.3.1, so ergibt sich $\omega = 0.4865$. Rupprecht u. Faeth (1981, S. 11+13) erhalten für zwei Jet A -Proben nach der API-Methode einen Wert von $\omega = 0.4950$. Vor dem Hintergrund des im vorigen Absatz Gesagten scheint die API-Methode also zu hohe Werte zu liefern.

Wie in Kap. 3.10 dargelegt wird, ergab sich mit dem Wert $\omega = 0.3599$ bereits eine gute Übereinstimmung der Dichte des flüssigen Jet A-1 aus der Lee-Kesler-Gleichung mit Meßwerten aus der Literatur. Eine noch etwas bessere Übereinstimmung mit den Meßwerten der Dichte des flüssigen Jet A-1 ergab sich für $\omega = 0.295$. Ich empfehle daher, den Wert $\omega = 0.295$ dann zu benutzen, wenn es um die Berechnung der Dichte von flüssigem Jet A-1 mit der Lee-Kesler-Gleichung geht (beachte jedoch den Text unter Gl. 3.11.14). Ansonsten benutze man den obigen Wert $\omega = 0.3599$.

3.6 Unterer Heizwert

Der Zahlenwert des unteren Heizwerts H_u ('net heat of combustion', 'net calorific value', 'lower specific energy') erweist sich als relativ unempfindlich gegenüber der Zusammensetzung des Kraftstoffs. Daher streuen die Literaturangaben nur wenig. Die Spezifikation ASTM D1655 von Jet A-1 und Jet A fordert einen einzuhaltenden Mindestwert von 42.8 MJ/kg.

Als typischen Wert befürworte ich:

$$H_u = 43.26E+06 \text{ J/kg} \quad (3.6.1)$$

Dieser Wert deckt sich sehr gut mit den Angaben von Martel (1988) für achtzig JP-8 -Proben (Mittelwert 43.287, Minimalwert 43.061, Maximalwert 43.501 MJ/kg). Er ist das arithmetische Mittel aus den Angaben von Spadaccini u. TeVelde (1982) für 'Jet A, typical value' 43.315 MJ/kg, CRC (1983) für 'Jet A, Jet A-1, typ.' 43.20 MJ/kg (min. 42.92, max. 43.46 MJ/kg) und dem von Jones et al. (1984) angegebenen Mittelwert aus mehreren Jet A-Proben 43.264 MJ/kg.

Die Analysen von sechs Jet A-1 -Lieferungen an die DLR in Köln (FBG (1995-96)) ergaben Zahlenwerte des unteren Heizwerts von 43.182 bis 43.274 MJ/kg. Der Mittelwert betrug 43.220 MJ/kg.

Dickson u. Woodward (1990+1992) haben die Streuung der Eigenschaften von Jet A, welches ausschließlich in den USA produziert wurde, über einen Zeitraum von 1979 bis 1991 untersucht. Als Mittelwert aus ihren insgesamt 694 Proben ergab sich ein unterer Heizwert von 43.216 MJ/kg.

Aus der Jahresstatistik über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) entnimmt man für das Jahr 1996 einen Mittelwert des unteren Heizwerts von 43.20 MJ/kg mit einer Standardabweichung von 0.09 MJ/kg (basierend auf 1467 Einzelproben zwischen 42.90 und 43.55 MJ/kg). Die Jahresmittelwerte lagen in den Jahren 1986-1996 zwischen 43.20 und 43.26 MJ/kg.

Zum Vergleich: der untere Heizwert von n-Dodekan liegt bei 44.5 MJ/kg, der von Diesel DF-2 bei 42.9 MJ/kg.

Bei Gardner u. Whyte (1990, S. 99) wird eine Gebrauchsformel des Institute of Petroleum wiedergegeben, die den unteren Heizwert (in J/kg) mit dem Wasserstoff-Massenanteil y_H , dem Schwefel-Massenanteil y_S und der Dichte ρ_{liq} (in kg/m³) bei 15°C des flüssigen Kraftstoffs korreliert:

$$H_u = 37.2889E+06 + 0.566173E+08 y_H - 0.3266E+08 y_S - 2.3003E+03 \rho_{liq}(15^\circ\text{C}) \quad (3.6.2)$$

Für diese Formel wird eine Genauigkeit von $\pm 0.2E+06$ J/kg (mit 95 % Wahrscheinlichkeit) angegeben, sofern der Kraftstoff einen Wasserstoffgehalt zwischen $y_H = 0.1300$ und 0.1414 hat, der Schwefelgehalt zwischen $y_S = 0.01E-02$ und $0.33E-02$ liegt, und die Dichte bei 15°C zwischen 789 und 830 kg/m³. Jet A-1 erfüllt diese Bedingungen: Mit einem typischen Wasserstoffgehalt y_H von 0.13856 nach Gl. 2.2.2, einem Schwefelgehalt y_S von 0.05E-02 nach Kap. 2.2, sowie einer Dichte bei 15°C von 807.5 kg/m³ nach Kap. 3.10 ergibt sich aus Gl. 3.6.2 ein unterer Heizwert von 43.260E+06 J/kg. Der oben befürwortete Wert des unteren Heizwerts von Jet A-1 (Gl. 3.6.1) wird also genau getroffen.

3.7 Standardbildungsenthalpie

Die molare Bildungsenthalpie ΔH_{mF} von gasförmigem Jet A-1 unter Standardbedingungen ($T = 298.15$ K und $p = 1$ bar) ist mit dem Heizwert durch folgende Beziehung verknüpft, die sich aus einer Energiebilanz für einen isothermen Reaktor herleiten läßt:

$$\Delta H_{mF} = (H_u + r(298.15 \text{ K})) \cdot M_{\text{JetA}} + X \cdot \Delta H_{mF \text{ CO}_2} + Y/2 \cdot \Delta H_{mF \text{ H}_2\text{O}} \quad (3.7.1)$$

Mit den Angaben für Heizwert H_u (Gl. 3.6.1), Verdampfungsenthalpie r (Gl. 3.9.4) und Summenformel $C_X H_Y$ (Gl. 2.2.1) sowie den aus dem CRC-Handbuch (Lide (1990)) entnommenen Werten für die molaren Standardbildungsenthalpien von Kohlendioxid $\Delta H_{mF \text{ CO}_2}$ ($= -3.9351E+08$ J/kmol) und Wasserdampf $\Delta H_{mF \text{ H}_2\text{O}}$ ($= -2.41826E+08$ J/kmol) erhält man daraus folgenden von mir befürworteten Wert:

$$\Delta H_{mF} = -2.1146E+08 \text{ J/kmol} \quad (3.7.2)$$

Zum Vergleich erhält man aus der Polynomdarstellung der Enthalpie von gasförmigem Jet A nach Gracia-Salcedo et al. (1988) einen Wert von $-2.4972E+08$ J/kmol, was bei Rückrechnung mittels Gl. 3.7.1 einen von ihnen zugrundegelegten (etwas zu niedrigen) unteren Heizwert von 43.03 MJ/kg bedeutet.

3.8 Enthalpie, Entropie und Wärmekapazität des Kraftstoffdampfs

Ein sinnvoller Ansatz für die Temperaturabhängigkeit von molarer Enthalpie H_m , molarer Entropie S_m und molarer isobarer Wärmekapazität C_{Pm} von Spezies im idealen Gaszustand (Index °) ist die verbreitete NASA-Polynom-Darstellung ('NASA thermochemical polynome', s. z.B. Gardiner (1984)):

$$C_{Pm \text{ vap}}^\circ / R_m = a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4 \quad (3.8.1)$$

$$H_{m \text{ vap}}^\circ / (R_m T) = a_1 + a_2 T/2 + a_3 T^2/3 + a_4 T^3/4 + a_5 T^4/5 + a_6/T \quad (3.8.2)$$

$$S_{m \text{ vap}}^\circ / R_m = a_1 \ln T + a_2 T + a_3 T^2/2 + a_4 T^3/3 + a_5 T^4/4 + a_7 \quad (3.8.3)$$

Die Formeln für die Enthalpie und die Entropie sind durch Integration des Polynomansatzes für die isobare Wärmekapazität entstanden ($H_m = \int C_{Pm} dT$, $S_m = \int C_{Pm}/T dT$). Die beiden Integrationskonstanten bestimmen die Koeffizienten a_6 bzw. a_7 .

Es sei in Erinnerung gerufen, daß im idealen Gaszustand $C_{Pm \text{ vap}}$ und $H_{m \text{ vap}}$ reine Temperaturfunktionen sind, wohingegen die Entropie auch eine Druckabhängigkeit zeigt. Der Koeffizient a_7 wird üblicherweise so angegeben, daß die aus Gl. 3.8.3 errechnete Entropie für einen Druck von $p_0 = 1$ bar gilt. Eine Umrechnung auf andere Drücke erfolgt für ein ideales Gas mittels der exakten Beziehung:

$$S_{m \text{ vap}}^\circ(T, p) = S_{m \text{ vap}}^\circ(T, p_0) - R_m \ln p/p_0 \quad (3.8.3a)$$

Spezifische (d.h. auf die Masseneinheit bezogene) Größen erhält man aus den entsprechenden molaren (d.h. auf die Molmenge bezogenen) Größen durch Umrechnung mit der Molmasse (Zahlenwert für Jet A-1 aus Gl. 2.2.3). Also z.B.:

$$c_{P \text{ vap}} = C_{Pm \text{ vap}} / M_{\text{JetA}} \quad (3.8.4)$$

Die molare isochore Wärmekapazität des Kraftstoffdampfes im idealen Gaszustand ist mit der isobaren Wärmekapazität verknüpft durch die universelle Gaskonstante (genauer Wert s. Gl. 3.8.7):

$$C_{V,m \text{ vap}}^{\circ}(T) = C_{P,m \text{ vap}}^{\circ}(T) - R_m \quad (3.8.5)$$

In der NASA-Polynomdarstellung kommt je ein Satz von Polynomkoeffizienten $a_1 \dots a_7$ für den Temperaturbereich unterhalb und überhalb 1000 K zur Anwendung. In der Datenbank von Burcat (Burcat (1997), Burcat u. McBride (1997)) sind solche Koeffizienten für viele Stoffe gesammelt. Darunter findet sich auch ein Koeffizientensatz für gasförmiges Jet A, der für Temperaturen von 273 - 5000 K gültig ist und aus der Arbeit von Gracia-Salcedo et al. (1988) stammt. Diese Polynomkoeffizienten gründen sich auf Messungen im Temperaturbereich 273 - 1273 K und wurden für höhere Temperaturen extrapoliert. Ich übernehme diesen Koeffizientensatz, wobei jedoch die Koeffizienten a_6 bzw. a_7 , die den Enthalpie- bzw. Entropienullpunkt festlegen, von mir durch genauere Zahlenwerte ersetzt wurden:

Wie in Kap. 3.7 bereits mitgeteilt, liefert das Polynom von Gracia-Salcedo für die molare Enthalpie $H_{m \text{ vap}}$ bei 298.15 K, die identisch ist mit der molaren Standardbildungsenthalpie ΔH_{mF}° , einen etwas zu niedrigen Zahlenwert. Deshalb modifiziere ich die beiden Koeffizienten a_6 entsprechend der Forderung, daß die molare Enthalpie von Jet A-1-Dampf bei 298.15 K gerade den befürworteten genaueren Wert der Standardbildungsenthalpie (Gl. 3.7.2) annehmen soll, sowie aus der Forderung nach Stetigkeit der Enthalpie-Polynome an der gemeinsamen Bereichsgrenztemperatur 1000 K.

Die molare Entropie S_m von Jet A-1-Dampf ist für die Berechnung chemischen Gleichgewichts notwendig. Mit den von Gracia-Salcedo angegebenen Koeffizienten a_7 ergibt sich eine spezifische Entropie des Jet A-1-Dampfes bei 298.15 K von 3756.06 J/kg K. Ich verwende einen etwas niedrigeren Zahlenwert von 3661 J/kg K. Dieser Wert wurde durch Extrapolation des Verlaufs der spezifischen Entropie von n-Alkanen bei 298.15 K (und 1 bar) über der Molmasse gewonnen (Zahlenwerte in Lide (1990, S. 5-74 bis 5-80) und Barin (1989)) und dürfte eine gute Näherung darstellen. Die in den beiden genannten Literaturstellen zusätzlich angegebenen Werte der spezifischen Entropie von Isoalkanen, Cycloalkanen und Aromaten bei 298.15 K liegen bei gleicher Molmasse noch etwas unter denen der n-Alkane. Das deutet darauf hin, daß der Zahlenwert der spezifischen Entropie des Gemisches Jet A-1 bei 298.15 K eher noch etwas niedriger sein mag als der von mir befürwortete Wert von 3661 J/kg K, nicht jedoch höher (wie der Wert von Gracia-Salcedo von 3756.06 J/kg K). Die Koeffizienten a_7 wurden analog wie die Koeffizienten a_6 entsprechend angepaßt.

Damit ergibt sich für Jet A-1 im idealen Gaszustand bei $p = 1$ bar folgender modifizierter Koeffizientensatz auf der Basis von Gracia-Salcedo:

$$\text{für } T > 1000 \text{ K:} \quad (3.8.6)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.24880201E+02 \\ a_2 &= 0.78250048E-01 \\ a_3 &= -0.31550973E-04 \\ a_4 &= 0.57878900E-08 \\ a_5 &= -0.39827968E-12 \\ a_6 &= -0.38508837E+05 \quad (\text{Originalwert Gracia-S.: } a_6 = -0.43110684E+05) \\ a_7 &= -0.95568240E+02 \quad (\text{Originalwert Gracia-S.: } a_7 = -0.93655255E+02) \end{aligned}$$

für $T \leq 1000 \text{ K}$:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.20869217E+01 \\ a_2 &= 0.13314965E+00 \\ a_3 &= -0.81157452E-04 \\ a_4 &= 0.29409286E-07 \\ a_5 &= -0.65195213E-11 \\ a_6 &= -0.31310966E+05 \quad (\text{Originalwert Gracia-S.: } a_6 = -0.35912814E+05) \\ a_7 &= 0.25442305E+02 \quad (\text{Originalwert Gracia-S.: } a_7 = 0.27355289E+02) \end{aligned}$$

und der universellen Gaskonstante (s. Gl. A1.1 in Anhang 1):

$$R_m = 8314.51 \text{ J/kmol K} \quad (3.8.7)$$

Die zugehörigen Temperaturverläufe der spezifischen isobaren Wärmekapazität und der spezifischen Enthalpie und Entropie sind in Bild 3.8.1 dargestellt.

Zur Kontrolle des Polynomkoeffizientensatzes läßt sich die Tatsache ausnutzen, daß die spezifische (nicht die molare) isobare Wärmekapazität der höheren Alkane und Cycloalkane, aus denen Kerosin maßgeblich besteht, nur gering von Molmasse und Molekülstruktur abhängt (s. etwa VDI-Wärmeatlas (1994), S. Dc20). Das läßt erwarten, die spezifische isobare Wärmekapazität von gasförmigem Jet A-1 gut durch die von n-Heptan approximieren zu können. Polynomkoeffizienten von n-Heptan findet man in der Datenbank von Burcat (1997). Die daraus erhaltenen Werte der spezifischen isobaren Wärmekapazität unterscheiden sich von den Werten mit obigem Polynomkoeffizientensatz (Gl. 3.8.6) für Jet A-1 im Temperaturbereich von 220 - 5000 K um max. 6 % (bei 300 K, s. Bild 3.11.1), wobei zwischen 570 K und 3130 K die Unterschiede unter 1 % bleiben.

Meßwerte der spezifischen isobaren Wärmekapazität sind für gasförmiges 'kerosine' nur von Vargaftik (1975) im begrenzten Temperaturbereich 150° - 270°C bei 1 bar angegeben. Gegenüber diesen ergeben sich mit dem Polynomkoeffizientensatz für Jet A-1 Abweichungen von max. 7.6 %. Die Steigung der c_p -Meßwerte bei Vargaftik ist schwächer und vor dem Hintergrund der Steigungen des flüssigen Kerosins (Bild 3.11.1) und der in diesem Temperaturbereich noch angenähert gültigen¹ Gl. 3.11.2 zu gering.

Die isobare Wärmekapazität des realen Dampfes läßt sich durch Differenzenquotientenbildung (wie in Gl. 3.11.8) aus der spezifischen Enthalpie bestimmen. Die Enthalpiewerte hierzu ermittelt man für unterkritische Drücke aus der spezifischen Enthalpie des idealen Dampfes (Gl. 3.8.2 und 3.8.6) und der 'enthalpy departure function' HDEP (s. Gl. 3.11.3) der Lee-Kesler-Zustandsgleichung:

$$h_{\text{vap}}(T, p) = h_{\text{vap}}^{\circ}(T) + [h_{\text{vap}}(T, p) - h_{\text{vap}}^{\circ}(T)] \quad (3.8.8)$$

$$= h_{\text{vap}}^{\circ}(T) - R T_{\text{crit}} \cdot \text{HDEP}_{\text{vap}}(T, p) \quad (3.8.8a)$$

Durch Differentiation nach der Temperatur erhält man daraus:

$$c_{P \text{ vap}}(T, p) = c_{P \text{ vap}}^{\circ}(T) - R T_{\text{crit}} \cdot \left(\frac{\partial \text{HDEP}_{\text{vap}}(T, p)}{\partial T} \right)_p \quad (3.8.9)$$

$$= c_{P \text{ vap}}^{\circ}(T) - R \cdot \text{CPDEP}_{\text{vap}}(T, p) \quad (3.8.9a)$$

¹ s. hierzu Bild 3.11.2

Diese Vorgehensweise ist die in Kap. 3.11 näher erläuterte 'direkte Methode', denn Gl. 3.8.8 und 3.8.9 sind völlig analog zu Gl. 3.11.4 und 3.11.5. Für überkritische Drücke¹ erhält man die isobare Wärmekapazität jedoch genauer nach der 'kombinierten Methode' (Gl. 3.11.9), was aus der in Kap. 3.11 gegebenen Begründung der Methode hervorgeht. Die kombinierte Methode besteht darin, unterhalb 600 K die sog. indirekte Methode zu verwenden, in einem Übergangsbereich von 600 bis 665 K ein gewichtetes Mittel aus indirekter und direkter Methode und schließlich oberhalb 665 K die direkte Methode. Alles nähere siehe Kap. 3.11.

Die spezifische isochore Wärmekapazität $c_{v, \text{vap}}$ des realen Jet A-1 -Dampfes erhält man durch Umrechnung ausgehend von $c_{p, \text{vap}}$ mittels Gl. 3.11.14 und 3.11.12, wobei man die darin benötigten Ableitungen der Dichte des Dampfes durch Differenzenquotientenbildung (analog zu Gl. 3.11.8) von Dichtewerten aus der Lee-Kesler-Gleichung errechnet.

Die Verläufe der spezifischen isobaren Wärmekapazität des realen Jet A-1 -Dampfes wurden nach der direkten bzw. der kombinierten Methode für fünf Drücke 10, 15, 20, 30 und 40 bar errechnet und sind zusammen mit der isobaren Wärmekapazität im idealen Gaszustand (Gl. 3.8.1) in Bild 3.8.2 dargestellt. Zur Orientierung ist auch der Verlauf von $c_{v, \text{vap}}$ für 30 bar mit eingezeichnet. In Bild 3.8.3 sind $c_{v, \text{vap}}$ -Verläufe dann für mehrere Drücke dargestellt. Die c_p -Kurven in Bild 3.8.2 für die drei unterkritischen Drücke beginnen jeweils bei der Siedetemperatur (Gl. 3.4.3) zu dem betreffenden Druck. Dort ist die Abweichung der isobaren Wärmekapazität vom idealen Gasverhalten jeweils am größten. Da das c_p des gesättigten Dampfes bei Annäherung an den kritischen Druck unendlich groß wird, liegt das c_p für den Druck $p = 20$ bar ($p/p_{\text{crit}} = 0.85$) bei Siedetemperatur bereits 65 % über dem des idealen Gaszustands, wie Bild 3.8.2 bzw. der folgenden Tabelle zu entnehmen ist. Doch verringert sich diese Abweichung mit zunehmender Temperatur und konstant gehaltenem Druck schließlich bis auf Null. Das bei den überkritischen Drücken zu beobachtende Maximum von c_p ist Folge der Nähe zum kritischen Punkt, wo c_p unendlich wird. Mit steigendem Druck verschiebt es sich zu höheren Temperaturen hin und wird immer flacher. Die isochore Wärmekapazität des Jet A-1 -Dampfes zeigt eine wesentlich geringere Druckabhängigkeit als die isobare Wärmekapazität. Auch bei flüssigem Jet A-1 ist dieses Verhalten festzustellen. Offensichtlich ist dies eine Folge der sich weitgehend kompensierenden Druckabhängigkeit von c_p und der dichteabhängigen Differenz $c_p - c_v$ (Gl. 3.11.12).

Einige Zahlenwerte der berechneten isobaren bzw. isochoren Wärmekapazität des realen Jet A-1-Dampfes zeigen die folgenden Tabellen. Zu den beiden überkritischen Drücken finden sich zusätzliche c_p -Tabellenwerte in Kap. 3.11 für unterkritische Temperaturen (s. auch Bild 3.11.2).

	$c_{p, \text{vap}}(T, p)$ [kJ/kg K]				
	(Werte in Klammern: $c_{p, \text{vap}}(T, p) / c_{p, \text{vap}}^\circ(T)$)				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700$ K	$T = 850$ K	$T = 1000$ K	$T = 1500$ K
$p \sim 0$	-	3.183 (1.0)	3.542 (1.0)	3.825 (1.0)	4.412 (1.0)
$p = 10$ bar	3.173 (1.083)	3.272 (1.028)	3.579 (1.010)	3.845 (1.005)	4.417 (1.001)
$p = 15$ bar	3.568 (1.179)	3.363 (1.057)	3.602 (1.017)	3.856 (1.008)	4.420 (1.002)
$p = 20$ bar	5.107 (1.648)	3.570 (1.122)	3.629 (1.024)	3.867 (1.011)	4.423 (1.002)

¹ Dort entfällt die Unterscheidung zwischen Dampf und Flüssigkeit.

$p = 30$ bar	-	5.578 (1.753)	3.696 (1.043)	3.892 (1.017)	4.428 (1.004)
$p = 40$ bar	-	3.928 (1.234)	3.781 (1.067)	3.918 (1.024)	4.433 (1.005)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

	$c_{v, \text{vap}}(T, p)$ [kJ/kg K]				
	(Werte in Klammern: $c_{v, \text{vap}}(T, p) / c_{v, \text{vap}}^\circ(T)$)				
	$T = T_s(p)$	$T = 700$ K	$T = 850$ K	$T = 1000$ K	$T = 1500$ K
$p \sim 0$	-	3.133 (1.0)	3.493 (1.0)	3.775 (1.0)	4.362 (1.0)
$p = 10$ bar	2.931 (1.017)	3.158 (1.008)	3.504 (1.003)	3.781 (1.001)	4.363 (1.000)
$p = 15$ bar	3.044 (1.023)	3.173 (1.013)	3.509 (1.005)	3.784 (1.002)	4.364 (1.000)
$p = 20$ bar	3.134 (1.028)	3.191 (1.019)	3.515 (1.006)	3.786 (1.003)	4.365 (1.001)
$p = 30$ bar	-	3.214 (1.026)	3.525 (1.009)	3.791 (1.004)	4.366 (1.001)
$p = 40$ bar	-	3.197 (1.020)	3.535 (1.012)	3.796 (1.005)	4.366 (1.001)

Für den Isentropenexponenten $\kappa := c_{p, \text{vap}} / c_{v, \text{vap}}$ des Jet A-1 -Dampfes im idealen Gaszustand ergibt sich mittels des Polynomkoeffizientensatzes bei 300 K ein Wert von 1.029, bei 2000 K beträgt der Wert 1.011. Isochore und isobare Wärmekapazität von Jet A-1 unterscheiden sich im idealen Gaszustand also nur geringfügig. Das reale Verhalten von κ ergibt sich durch Quotientenbildung aus den berechneten Werten von $c_{p, \text{vap}}$ und $c_{v, \text{vap}}$. Die nachfolgende Tabelle zeigt einige so erhaltene Werte und Bild 3.8.4 den Temperaturverlauf für mehrere Drücke sowie den Verlauf im idealen Gaszustand.

	$\kappa_{\text{vap}}(T, p)$ [-]				
	(Werte in Klammern: $\kappa_{\text{vap}}(T, p) / \kappa_{\text{vap}}^\circ(T)$)				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700$ K	$T = 850$ K	$T = 1000$ K	$T = 1500$ K
$p \sim 0$	-	1.016 (1.0)	1.014 (1.0)	1.013 (1.0)	1.011 (1.0)
$p = 10$ bar	1.082 (1.064)	1.036 (1.020)	1.021 (1.007)	1.017 (1.004)	1.012 (1.001)
$p = 15$ bar	1.172 (1.154)	1.060 (1.043)	1.026 (1.012)	1.019 (1.006)	1.013 (1.001)
$p = 20$ bar	1.629 (1.603)	1.119 (1.101)	1.032 (1.018)	1.021 (1.008)	1.013 (1.002)
$p = 30$ bar	-	1.735 (1.708)	1.048 (1.034)	1.027 (1.013)	1.014 (1.003)
$p = 40$ bar	-	1.229 (1.210)	1.070 (1.055)	1.032 (1.019)	1.015 (1.004)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

Die spezifische Enthalpie des trocken gesättigten, realen Jet A-1 -Dampfes erhält man konsistent zur Näherungsformel für die spezifischen Enthalpie der Flüssigkeit (Gl. 3.11.17) durch Addition der spezifischen Verdampfungsenthalpie r (Gl. 3.9.4):

$$h_{\text{vap}}(T, p_s(T)) = h_{\text{liq}}(T) + r(T) \quad (3.8.10)$$

3.9 Verdampfungsenthalpie

Die spezifische Verdampfungsenthalpie ('latent heat of vaporization') r eines Fluids ist definiert als die Differenz der spezifischen Enthalpie von trocken gesättigtem Dampf und der damit im Gleichgewicht stehenden siedenden Flüssigkeit:

$$r(T) = h_{\text{vap}}(T, p_s(T)) - h_{\text{liq}}(T, p_s(T)) \quad (3.9.1)$$

Bei Gemischen ändert sich i.a. die Zusammensetzung in der Flüssigkeit durch die Verdampfung, was den Dampfdruck und damit die Verdampfungsenthalpie auch von der aktuellen Zusammensetzung in der Flüssigkeit abhängen läßt. Setzt man Kerosin mit unveränderter Originalzusammensetzung voraus, so ist die Verdampfungsenthalpie eine reine Temperaturfunktion: Sie nimmt mit der Temperatur ab und verschwindet schließlich am kritischen Punkt. Eine brauchbare Approximation ist die Formel von Watson (Beaton u. Hewitt (1989, S. 12)):

$$r(T) = r(T_{\text{stütz}}) \cdot \left(\frac{T_{\text{crit}} - T}{T_{\text{crit}} - T_{\text{stütz}}} \right)^{+0.38} \quad (3.9.2)$$

Sie gibt den Verlauf der Verdampfungsenthalpie entlang der Siedelinie des Fluids wieder, d.h. bei einer Temperatur T (der Siedetemperatur) und dem dazu gehörigen Dampfdruck.

Mit der kritischen Temperatur $T_{\text{crit}} = 684.26 \text{ K}$ (Gl. 2.2.1) und dem Stützwert

$$r(T_{\text{stütz}} = 483.15 \text{ K}) = 2.50183\text{E}+05 \text{ J/kg}, \quad (3.9.3)$$

welcher sich als Differenz aus den von Gracia-Salcedo et al. (1988) angegebenen NASA-Polynomen für die Enthalpien von gasförmigem und flüssigem Jet A bei der Temperatur $T_{\text{stütz}}$ ergibt, erhält man:

$$r(T) = 33339.03 \cdot (684.26 - T)^{+0.38} \quad (3.9.4)$$

Diese Formel für die spezifische Verdampfungsenthalpie von Jet A-1 mit Original-Zusammensetzung ist in Bild 3.9.1 graphisch dargestellt.

Die Temperaturableitung ergibt sich zu:

$$dr/dT = -12668.83 \cdot (684.26 - T)^{-0.62} \quad (3.9.5)$$

Physikalisch beschreibt diese Ableitung die Änderung der spezifischen Enthalpiedifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit bei einer Zustandsänderung entlang der Siedelinie, wo eine Änderung der Siedetemperatur T mit einer Änderung des Drucks entsprechend der Dampfdruckkurve verbunden ist.

Neben der genannten Arbeit von Gracia-Salcedo finden sich nur wenige Angaben zur Verdampfungsenthalpie von Kerosin in der Literatur: Nguyen u. Ying (1990) geben Zahlenwerte für Jet A bei 300, 400 und 500 K an, während man in CRC (1983, S. 60) Kurven für verschiedene Flugkraftstoffe bei 1 atm findet, darunter für die Kerosine JP-5 und JP-7 bis 550 K. Das bedeutet, daß oberhalb 550 K keine Literaturdaten der Verdampfungsenthalpie eines Kerosin (geschweige denn für Jet A-1) mehr vorliegen. Die folgende Tabelle vergleicht die spezifische Verdampfungsenthalpie nach Gl. 3.9.4 und nach Gl. 3.9.6 mit den Literaturdaten. Zusätzlich sind Werte für n-Dodekan aufgenommen, die mit der Watson-Formel (Gl. 3.9.2) errechnet wurden, welcher hierzu als kritische Temperatur von Dodekan 659.15 K so wie ein Stützwert $r(489.45 \text{ K}) = 256.63\text{E}+03 \text{ J/kg}$ aus Vargaftik (1975, S. 284) zugrundelag.

T [K]	spezif. Verdampfungsenthalpie [kJ/kg]						
	nach Gl. 3.9.4	Gracia-S. für Jet A	CRC für JP-5	CRC für JP-7	Nguyen für Jet A	nach Gl. 3.9.6	Dodekan
300	320.0	320.6	-	339.0	320.8	262.4	341.2
350	303.5	302.9	350.0	320.0	-	249.4	322.3
400	285.3	283.9	319.5	300.5	284.2	238.0	301.4
450	265.1	264.0	291.5	280.5	-	225.7	277.8
500	242.0	242.9	266.5	256.0	242.5	230.6	250.4
550	214.6	220.1	240.5	225.5	-	204.8	217.0
600	179.8	-	-	-	-	167.9	171.9
650	127.7	-	-	-	-	110.8	84.6

Man erkennt, daß mit Gl. 3.9.4 der Temperaturverlauf der Verdampfungsenthalpie im Gültigkeitsbereich des bei Gracia-Salcedo angegebenen Polynoms für die Enthalpie des flüssigen Jet A (220 - 550 K) gut wiedergegeben wird: bis 500 K liegt der Fehler unter 0.5 % und steigt dann bis 550 K auf 2.5 %. Letzteres könnte darauf hinweisen, daß deren Polynom für die Enthalpie des flüssigen Jet A im oberen Teil seines Gültigkeitsbereichs weniger genau ist, wofür eine nicht ganz klare Bemerkung in Gracia-Salcedo et al. (1988, S. 2) über eine Inkonsistenz bei der Enthalpie der Flüssigkeit oberhalb 600 K spricht. Die erstaunlich gute Übereinstimmung mit den Angaben von Nguyen u. Ying bedeutet vermutlich nur, daß diese Nguyen-Daten von Gracia-Salcedo abhängig sind.

Für einen reinen Stoff ist die Verdampfungsenthalpie mit der Ableitung der Dampfdruckkurve durch die Clausius-Clapeyron-Gleichung exakt verknüpft (Schmidt et al. (1975, S. 214)):

$$r(T) = \left(\frac{1}{\rho_{\text{vap}}(T, p_s)} - \frac{1}{\rho_{\text{liq}}(T, p_s)} \right) \cdot T \cdot \frac{dp_s(T)}{dT} \quad (3.9.6)$$

Bei Gemischen hat der mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht stehende Dampf i.a. eine andere, temperaturabhängige Zusammensetzung als die Flüssigkeit. Das gilt auch dann, wenn die Zusammensetzung der Flüssigkeit selbst unverändert bleibt (etwa flüssiges Jet A-1 mit Original-Zusammensetzung). Die exakte Form der erweiterten Clausius-Clapeyron-Gleichung für diesen Fall findet man in Haase (1956, S. 207-208 u. 226). Sie geht in Gl. 3.9.6 über, wenn der Dampf dieselbe Zusammensetzung wie die Flüssigkeit hat (azeotropes Gemisch). Mit der Annahme, daß der Dampf die Zusammensetzung der Flüssigkeit hat, läßt sich also Gl. 3.9.6 zu einer groben Konsistenzprüfung zwischen den Formeln für Dampfdruckkurve und Verdampfungsenthalpie von Jet A-1 heranziehen. Hierzu wurde in Gl. 3.9.6 die Dampfdruckkurve nach Gl. 3.4.2 zugrundegelegt und hilfsweise die Lee-Kesler-Gleichung (s. Anhang 6) zur Bestimmung der Dichte der siedenden Flüssigkeit und des trocken gesättigten Dampfes herangezogen. Das Ergebnis ist ebenfalls in obiger Tabelle aufgeführt und ergibt plausible Werte, wenn man von dem Sprung der Verdampfungsenthalpie zwischen 450 und 500 K absieht, was eine Folge des leichten Knickes in der Formel für die Dampfdruckkurve (Gl. 3.4.2) an deren Temperaturbereichsgrenze bei 477.95 K ist, wo dp_s/dT um 10 % springt.

Für die Zukunft sind weitere Messungen der Verdampfungsenthalpie oberhalb Umgebungstemperatur, insbesondere aber oberhalb 500 K nötig.

3.10 Dichte des flüssigen Kraftstoffs

Die Spezifikation für Jet A-1 und Jet A fordert bei 15°C die Einhaltung einer Dichte des flüssigen Kraftstoffs zwischen 775 und 840 kg/m³. In CRC (1983, S. 25) liest man bei 15.5°C (= 60°F) für 'Jet A, Jet A-1, JP-8' als min./typ./max. Wert ab: 772.4 / 815.8 / 835.8 kg/m³. Die entsprechenden Werte bei Martel (1988) für JP-8 lauten: 781.2 / 800.3 / 822.1 kg/m³. Martel gibt für Jet A einen Mittelwert von 812.2 kg/m³ an. Bei MTU (o. J.) liest man für 'Avtur' von der 'recommended line' bei 15.5°C den Wert 802 kg/m³ ab. Zahavi und Gal'Or (1984) geben für Jet A-1 bei 15°C den Wert 794.6 kg/m³ an. Analysenberichte (Shell (1989-1997), FBG (1995-96)) von elf verschiedenen Jet A-1-Chargen für die DLR in Köln zeigen Werte bei 15°C zwischen 793.2 und 805.6 kg/m³ (Mittelwert: 801.3 kg/m³). Aus Vargaftik (1975) erhält man für 'kerosine' bei 15.5°C den Wert 821.3 kg/m³. Hadaller u. Momeny (1990) geben Werte von 28 Jet A-1-Proben an, für die sich bei 15.5°C ein Mittelwert von 798.5 kg/m³ ergibt, mit Einzelwerten zwischen 785.2 und 822.8 kg/m³. Dickson u. Woodward (1990+1992) haben die Streuung der Eigenschaften von Jet A US-amerikanischer Herkunft über einen Zeitraum von 1979 bis 1991 untersucht. Als Mittelwert aus ihren insgesamt 694 Proben ergab sich eine 'API gravity' von 42.366, was einer Dichte von 812.4 kg/m³ bei 15.5°C entspricht. Aus der Jahresstatistik über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) entnimmt man für das Jahr 1996 einen Mittelwert der Dichte bei 15°C von 802.4 kg/m³ mit einer Standardabweichung von 4.8 kg/m³ (basierend auf 1467 Einzelproben zwischen 783.9 und 825.0 kg/m³), die Jahresmittelwerte in den Jahren 1986-1996 lagen zwischen 800.0 und 802.4 kg/m³. DERA (1998) ermittelte für elf Jet A-1-Proben von verschiedenen Flughäfen für die Dichte bei 15°C einen Mittelwert von 804.1 kg/m³ mit Einzelwerten von 789.0 kg/m³ bis 814.0 kg/m³.

Alles in allem kann die Verwendung des Mittelwerts der Spezifikation, d.h. ein Wert von (775+840)/2 = 807.5 kg/m³ als typischer Wert für flüssiges Jet A-1 bei 15.5°C (= 60°F) und Umgebungsdruck gelten. Diesen Wert verwende ich als Stützwert für die Dichteberechnung des flüssigen Kraftstoffs.

In der Literatur zu Stoffwerten für technische Kraftstoffe wird häufig die Angabe der 'specific gravity (60°/60°F)' als Parameter zur Charakterisierung des Kraftstoffs verwendet. Bei dieser Größe handelt es sich schlicht um das Verhältnis der Dichte des Kraftstoffs bei 60°F und 1 atm zur Dichte von Wasser bei 60°F und demselben Druck. Unter Verwendung des Werts 807.5 kg/m³ und der entsprechenden Dichte von Wasser (998.18 kg/m³) erhält man für Jet A-1:

$$\text{specific gravity (60°/60°F)} = 0.8090 \quad (3.10.1)$$

Dies ist äquivalent einer 'API gravity' von:

$$\text{API gravity} = 43.407^\circ \text{API} \quad (3.10.2)$$

Die Umrechnung geschieht durch die Zahlenwertgleichung (Gardner u. Whyte (1990, S. 93)):

$$\text{API gravity } [^\circ \text{API}] = (141.5 / \text{specific gravity (60°/60°F)}) - 131.5 \quad (3.10.2a)$$

Angaben zur Temperaturabhängigkeit der Dichte von Kerosin finden sich nur bei CRC (1983) für 'Jet A, Jet A-1, JP-8' im Bereich 233-473 K, bei Vargaftik (1975) für 'kerosine' im Bereich 293-543 K, bei MTU (o. J.) für 'Avtur' im Bereich 220-520 K, bei Hadaller u. Momeny (1990) für Jet A-1 bei zwei Temperaturen 289 und 311 K, sowie bei Faith et al. (1971) für 'Jet A' im Bereich 273-422 K. Die Verläufe weichen nur wenig voneinander ab.

Der Abfall der Dichte mit der Temperatur nach Vargaftik ist etwas geringer als bei den anderen Literaturquellen.

Wie bereits in Kap. 3.1 mitgeteilt, ergab sich mittels der Lee-Kesler-Zustandsgleichung mit den Werten des kritischen Drucks und der kritischen Temperatur nach Gl. 3.1.1 für einen azentrischen Faktor von 0.3599 (Gl. 3.5.2) eine kritische Dichte von 261.6 kg/m³. Hierbei ergab sich bei 288.7 K und 1 bar eine Dichte von 832.9 kg/m³. Dieser Wert liegt nur 3 % über dem Stützwert. Auch der Vergleich mit den vorliegenden Dichtewerten bei höheren Temperaturen ergab bereits gute Übereinstimmung. Eine darüberhinausgehende Verbesserung ließ sich durch Verringern des azentrischen Faktors auf 0.295 erzielen, wodurch die Dichte des flüssigen Jet A-1 nach der Lee-Kesler-Gleichung bei 288.7 K und 1 bar gerade den Stützwert 807.5 kg/m³ annahm. Im höheren Temperaturbereich wirkt sich diese Änderung schwächer aus, so sank die kritische Dichte nur um 2 % auf 256.8 kg/m³. Der so erhaltene Verlauf der Dichte des flüssigen Kraftstoffs zeigt sehr gute Übereinstimmung mit den Meßwerten und kann auch bei Temperaturen über 543 K, wo keine Messungen der Dichte mehr vorliegen, als zuverlässig betrachtet werden.

Ein Vorteil einer solchen realen Zustandsgleichung ist, daß sie auch die Druckabhängigkeit der Dichte liefert. Bild 3.10.1 zeigt die berechnete Dichte des flüssigen Jet A-1 für Drücke $p = 1, 10, 20, 30, 40$ bar sowie bei Sättigungsdruck $p = p_s(T)$. Es sei angemerkt, daß das Ende der Kurven für 1, 10 und 20 bar über der Siedetemperatur zu dem betreffenden Druck liegt, da die Lee-Kesler-Gleichung auch noch Werte im Bereich der (metastabilen) überhitzten Flüssigkeit zu liefern vermag, die hier mit dargestellt wurden. Bei $p = 30$ und 40 bar liegt der Druck bereits über dem kritischen Druck. Deshalb liegen dort Dichtewerte der Flüssigkeit (die Bezeichnung 'Fluid' wäre hier angebrachter) auch über die kritische Temperatur hinaus vor. Zusätzlich zu Bild 3.10.1 gibt die nachfolgende Tabelle einige Zahlenwerte der Dichte des flüssigen Jet A-1:

	$\rho_{\text{liq}}(T, p)$ in kg/m ³				
	(Werte in Klammern: $\rho_{\text{liq}}(T, p) / \rho_{\text{liq}}(T, p_s(T))$)				
	T = 300 K $p_s(T)=.002$ bar	T = 450 K $p_s(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_s(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_s(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_s(T)=16.1$ bar
$p=p_s(T)$	798.8 (1.0)	678.9 (1.0)	588.5 (1.0)	533.2 (1.0)	456.2 (1.0)
$p= 10$ bar	799.8 (1.001)	681.1 (1.003)	591.7 (1.005)	534.7 (1.003)	- ¹
$p= 15$ bar	800.3 (1.002)	682.2 (1.005)	594.2 (1.010)	539.5 (1.012)	-
$p= 20$ bar	800.8 (1.003)	683.4 (1.007)	596.6 (1.014)	543.9 (1.020)	467.7 (1.025)
$p= 30$ bar	801.8 (1.004)	685.6 (1.010)	601.2 (1.021)	551.6 (1.034)	487.4 (1.068)
$p= 40$ bar	802.8 (1.005)	687.7 (1.013)	605.4 (1.029)	558.4 (1.047)	501.1 (1.098)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

Wie man aus Bild 3.10.1 und den Tabellenwerten erkennen kann, nimmt die Dichte des flüssigen Jet A-1 mit dem Druck zu. Diese Druckabhängigkeit wird mit steigender Temperatur größer, bleibt jedoch - wenn man Temperaturen in der Nähe der kritischen Temperatur außer acht läßt - auch im oberen Temperaturbereich so klein, daß man mit guter Genauigkeit für alle Drücke $p < p_{\text{crit}}$ die Dichte durch eine gemeinsame, reine Temperaturfunktion approximieren kann. Eine solche Näherungsfunktion ist auch deshalb von Interesse, weil die

Lee-Kesler-Zustandsgleichung implizit in der Dichte ist und iterativ gelöst werden muß (s. Anhang 6). Für den effektiven Gebrauch in CFD-Codes eignet sich folgender Ansatz, welcher den Verlauf der Dichte von flüssigem Jet A-1 bei Sättigungsdruck nach der Lee-Kesler-Gleichung (mit $\omega = 0.295$) sehr gut approximiert:

$$\rho_{liq} = a + b \cdot T + \frac{c}{d-T} \Rightarrow \left(\frac{\partial \rho_{liq}}{\partial T} \right)_p = b - c \cdot \ln(d-T) \quad (3.10.3)$$

$$\text{mit: } a = 1.037096E+03 \quad (3.10.4)$$

$$b = -7.233865E-01$$

$$c = -9.255437E+03$$

$$d = 733.$$

Die Approximation des Steilabfalls der Dichte wenige Grad unterhalb der kritischen Temperatur hängt maßgeblich von der Wahl der Konstanten d ($> T_{crit}$) ab, deren Wert durch Probieren gefunden wurde. Die anderen drei Konstanten wurden dann durch den Stützwert 807.5 kg/m^3 bei 288.7 K sowie Werten bei 500 K und 620 K aus der Lee-Kesler-Gleichung bei Sättigungsdruck festgelegt. Mit den angegebenen Werten der Konstanten bleibt die max. Abweichung gegenüber der Lee-Kesler-Gleichung bei $p = p_s(T)$ bis 670 K (d.h. $T/T_{crit} = 0.98$) unter 0.5% , und steigt erst darüber deutlich an (bei 680 K liegt die Näherungsfunktion 5% oberhalb des Dichtewerts aus der Lee-Kesler-Gleichung).

Gl. 3.10.3 mit dem Konstantensatz nach Gl. 3.10.4 beschreibt die Dichte entlang der Siedelinie, d.h. bei variablem Druck $p = p_s(T)$. In Gasturbinenbrennkammern erfolgt die Aufheizung des Kraftstoffs jedoch auf einem konstanten Druckniveau. Eine noch etwas bessere Approximation der Temperaturabhängigkeit der Dichte für alle konstanten Drücke $p < p_{crit}$ durch eine gemeinsame Temperaturfunktion erhält man, indem man als Stützwerte zur Bestimmung der Konstanten a, b, c die Lee-Kesler-Gleichung für $p = 15 \text{ bar}$ (statt $p = p_s(T)$) zugrundelegt (Die Konstante d wurde unverändert übernommen). Dies ergibt folgenden Konstantensatz, den ich empfehle:

$$a = 1.034227E+03 \quad (3.10.5)$$

$$b = -7.067104E-01$$

$$c = -9.488259E+03$$

$$d = 733.$$

Der Kurvenverlauf ist in Bild 3.10.2 dargestellt. Eine Temperaturerhöhung von flüssigem Jet A-1 von Raumtemperatur auf seine mittlere Siedetemperatur bei 10 bar (611.45 K) verringert die Dichte demnach um ein Drittel.

Obwohl die Vernachlässigung der Druckabhängigkeit der Dichte in obiger Näherungsfunktion abseits des kritischen Punktes eine gute Näherung darstellt, ist für die Ermittlung der Differenz $c_p - c_v$ der Flüssigkeit (Gl. 3.11.12) die Kenntnis der Funktionen $(\partial p / \partial T)_p$ und $(\partial p / \partial p)_T$ nötig. Diese partiellen Ableitungen lassen sich mittels Differenzenquotientenbildung aus der Lee-Kesler-Gleichung ermitteln. Bild 3.10.3 zeigt die so errechnete Temperaturabhängigkeit von $(\partial p / \partial p)_T$ für die Drücke $1, 10, 20, 30 \text{ bar}$. Der steile Anstieg bei Annäherung an die kritische Temperatur spiegelt bereits wieder, daß am kritischen Punkt $(\partial p / \partial p)_T$ gegen (positiv-) unendlich strebt, weil die kritische Isotherme im p, v -Diagramm dort gerade einen Wendepunkt mit der Steigung Null hat: $(\partial p / \partial v)_T = (\partial^2 p / \partial v^2)_T = 0$. Ähnlich strebt die Temperaturableitung $(\partial p / \partial T)_p$ am kritischen Punkt gegen (negativ-) unendlich, da die kriti-

sche Isobare im T, v -Diagramm am kritischen Punkt einen Wendepunkt mit der Steigung Null aufweist: $(\delta T / \delta v)_p = (\delta^2 T / \delta v^2)_p = 0$, s. z.B. Schmidt et al. (1975, S. 191 u. 194).

Abgesehen von der weiter unten behandelten Arbeit von Rupprecht u. Faeth (1981) finden sich Literaturangaben zur Druckabhängigkeit der Dichte von flüssigem 'JP-5, Jet A, Jet A-1, JP-8' nur in CRC (1983, S. 84-87) in Form des isentropen 'bulk modulus' $B_s = \rho / (\delta \rho / \delta p)_s$, für welchen Kurvenverläufe im Temperaturbereich von $0^\circ - 120^\circ \text{C}$ für vier Drücke von $70, 140, 210$ und 280 bar angegeben sind. B_s nimmt mit der Temperatur deutlich ab und etwas mit dem Druck zu. Er ist nach CRC (1983, S. 84) mit dem isothermen 'bulk modulus'¹ $B_T = \rho / (\delta \rho / \delta p)_T$ verknüpft durch:

$$B_s = B_T \cdot c_p / c_v \quad (3.10.6)$$

Zur Kontrolle wurde B_s aus dieser Beziehung und der Definition von B_T mithilfe der Lee-Kesler-Gleichung ermittelt (hierbei c_p / c_v der Flüssigkeit wie in Kap. 3.11 beschrieben). Überall im genannten Druck- und Temperaturbereich lagen die so errechneten Zahlenwerte für B_s zwischen 20 und 30% unter den Angaben in CRC.

Die folgende Tabelle zeigt nur zur Orientierung die isotherme Kompressibilität

$$\chi = -1/v \cdot (\delta v / \delta p)_T = 1/p \cdot (\delta p / \delta p)_T \quad (v = \text{spez. Volumen} = 1 / \rho) \quad (3.10.7)$$

und den räumlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten

$$\alpha = -1/p \cdot (\delta p / \delta T)_p \quad (3.10.8)$$

bei 18°C für Jet A-1 und drei andere Flüssigkeiten (diese entnommen Grigull (1970, S. 38)):

	$\alpha \text{ [K}^{-1}\text{]}$	$\chi \text{ [bar}^{-1}\text{]}$	$\alpha^2 / \chi \text{ [bar/K}^2\text{]}$
Jet A-1	93.9E-05	121.1E-06	7.28E-03
Diäthyläther	162.E-05	181.E-06	14.50E-03
Wasser	18.0E-05	45.4E-06	0.71E-03
Quecksilber	18.1E-05	3.9E-06	8.40E-03

Der Unterschied zwischen c_p und c_v des flüssigen Jet A-1 hängt maßgeblich von dem Quotienten α^2 / χ ab (s. Gl. 3.11.13).

Rupprecht u. Faeth (1981, S. 44 ff.) haben für Drücke von $10 - 100 \text{ bar}$ die Dichte von flüssigem Jet A im Gleichgewicht mit einer Atmosphäre aus Jet A -Dampf und Luft bzw. Jet A -Dampf und Stickstoff aus Messungen (nur für 296 K) und Rechnungen mit der Soave²-Zustandsgleichung (für $296 - 373 \text{ K}$) ermittelt. Sie fanden, daß im untersuchten Bereich der (bei diesen niedrigen Temperaturen ohnehin schwache) Anstieg der Dichte des flüssigen Jet A mit dem Druck im wesentlichen von der Dichteverminderung durch die bei zunehmendem Druck vermehrt gelöste Luft kompensiert wurde. Die Meßwerte erlauben auf-

¹ Der isotherme 'bulk modulus' ist nichts anderes als der Kehrwert der isothermen Kompressibilität χ , vgl. Gl. 3.10.7

² zur Soave-Gleichung siehe Fußnote in Kap. 3.18

grund ihrer Streuung jedoch nicht, einen verlässlichen Wert der isothermen Kompressibilität zu entnehmen. Dagegen erhält man aus den angegebenen Rechenergebnissen bei ~296 K Zahlenwerte der isothermen Kompressibilität χ , die je nach Druck, Kraftstoffprobe sowie Art des gelösten Gases im Bereich 5.E-06 - 12.E-06 bar⁻¹ lagen. Diese Werte ergaben sich wohl-gemerkt bei maximaler Löslichkeit der Luft bzw. des Stickstoffs im flüssigen Jet A. Näheres zu den Löslichkeitsuntersuchungen dieser Autoren siehe Kap. 3.18.

3.11 Enthalpie und Wärmekapazität des flüssigen Kraftstoffs

Solange der Druckeinfluß auf die Enthalpie der flüssigen und der Gasphase vernachlässigt werden kann, erhält man die spezifische Enthalpie und die spezifische isobare Wärmekapazität des flüssigen Kraftstoffs aus den entsprechenden Werten in der Gasphase und der spezifischen Verdampfungsenthalpie r durch folgende Beziehungen:

$$h_{liq}(T) = h_{vap}^{\circ}(T) - r(T) \quad (3.11.1)$$

$$c_{P liq}(T) = c_{P vap}^{\circ}(T) - \frac{dr(T)}{dT} \quad (3.11.2)$$

h_{vap}° und $c_{P vap}^{\circ}$ sind die Werte im idealen Gaszustand (Index $^{\circ}$) und durch das in Kap. 3.8 angegebene NASA-Polynom gegeben (Gl. 3.8.1 und 3.8.2 mit den Polynomkoeffizienten aus Gl. 3.8.6), während r und dr/dT aus Gl. 3.9.4 bzw. Gl. 3.9.5 zu entnehmen sind.

Der Druckeinfluß auf die Enthalpie läßt sich über die sog. 'enthalpy departure function' auch für hohe Drücke ermitteln. Die 'enthalpy departure function' HDEP gibt den (durch Division mit Gaskonstante und kritischer Temperatur dimensionslos gemachten) Enthalpieunterschied des realen (flüssigen oder gasförmigen) Fluids bei T, p gegenüber der Enthalpie des Fluids im idealen Gaszustand bei derselben Temperatur T an:

$$HDEP(T, p) := (h_{vap}^{\circ}(T) - h(T, p)) / (R T_{crit}) \quad (3.11.3)$$

Diese Funktion ist durch die thermische Zustandsgleichung des Fluids eindeutig bestimmt. Für die Lee-Kesler-Zustandsgleichung ist die zu ihr konsistente 'enthalpy departure function' analytisch gegeben (z.B. in Reid et al. (1987, S. 101-103) oder in der Originalarbeit von Lee u. Kesler (1975)). Für Jet A-1 benutze man sie mit $\omega = 0.3599$ nach Gl. 3.5.2.

Die spezifische Enthalpie der realen Flüssigkeit erhält man also aus:

$$h_{liq}(T, p) = h_{vap}^{\circ}(T) + [h_{liq}(T, p) - h_{vap}^{\circ}(T)] \quad (3.11.4)$$

$$= h_{vap}^{\circ}(T) - R T_{crit} \cdot HDEP_{liq}(T, p) \quad (3.11.4a)$$

Differentiation nach der Temperatur liefert die spezifische isobare Wärmekapazität:

$$c_{P liq}(T, p) = c_{P vap}^{\circ}(T) - R T_{crit} \cdot \left(\frac{\partial HDEP_{liq}(T, p)}{\partial T} \right)_p \quad (3.11.5)$$

$$= c_{P vap}^{\circ}(T) - R \cdot CPDEP_{liq}(T, p) \quad (3.11.5a)$$

Die Temperaturableitung von HDEP hierin kann man durch Differenzenquotientenbildung analog zu Gl. 3.11.8 ermitteln, wozu zwei Aufrufe der Lee-Kesler-Gleichung nötig sind. Eleganter ist jedoch die Verwendung der 'c_p-departure function' CPDEP, die analog zur 'enthalpy departure function' ebenfalls für die Lee-Kesler-Gleichung analytisch gegeben ist (Lee u. Kesler (1975)). Dadurch wird der Rechenaufwand halbiert, da dann nur noch 1 Aufruf der Lee-Kesler-Gleichung zur Ermittlung von $c_{P liq}$ erforderlich ist.

Die Bestimmung von h und c_p mittels Gl. 3.11.4 bzw. 3.11.5 ist die geradlinige Vorgehensweise. Ich nenne sie 'direkte Methode'. Nach Reid et al. (1987, S.109-110) ist jedoch die Bestimmung von Enthalpiedifferenzen aus Realgas-Zustandsgleichungen (wie z.B. der Lee-Kesler-Gleichung) weniger genau, wenn sie - wie in Gl. 3.11.4 bzw. 3.11.5 - über einen Phasenübergang hinweg erfolgt. Er befürwortet daher zur Bestimmung der Enthalpie der flüssigen Phase folgende 'indirekte Methode', die für $T < T_{crit}$ möglich ist:

$$h_{liq}(T, p) = h_{vap}^{\circ}(T) + [h_{vap}(T, p_S(T)) - h_{vap}^{\circ}(T)] - r(T) + [h_{liq}(T, p) - h_{liq}(T, p_S(T))] \quad (3.11.6)$$

$$= h_{vap}^{\circ}(T) - R T_{crit} \cdot HDEP_{vap}(T, p_S(T)) - r(T) - R T_{crit} \cdot [HDEP_{liq}(T, p) - HDEP_{liq}(T, p_S(T))] \quad (3.11.6a)$$

Gl. 3.11.6 ist zunächst nicht mehr als eine Identität. Doch ist sie deshalb nützlich, weil sich darin die Enthalpiedifferenzen in den eckigen Klammern auf der rechten Seite jeweils auf dieselbe Phase beziehen. Mit Gl. 3.11.6a anstatt von Gl. 3.11.4a umgeht man also die ungenauere Bestimmung von Enthalpiedifferenzen mit der Lee-Kesler-Gleichung über einen Phasenübergang hinweg, und muß daher die spezifische Verdampfungsenthalpie $r(T)$ und die Dampfdruckkurve aus anderen Quellen (Gl. 3.9.4 und Gl. 3.4.2) zur Verfügung stellen. Die benötigte spezifische Enthalpie $h_{vap}^{\circ}(T)$ entnimmt man Gl. 3.8.2 und 3.8.6.

Differentiation von Gl. 3.11.6a nach der Temperatur ergibt:

$$c_{P liq}(T, p) = c_{P vap}^{\circ}(T) - \frac{dr(T)}{dT} - R T_{crit} \cdot \left[\frac{df(T)}{dT} + \left(\frac{\partial HDEP_{liq}(T, p)}{\partial T} \right)_p \right] \quad (3.11.7)$$

wobei: $f(T) := HDEP_{vap}(T, p_S(T)) - HDEP_{liq}(T, p_S(T))$

oder, unter Benutzung der 'c_p-departure function':

$$c_{P liq}(T, p) = c_{P vap}^{\circ}(T) - \frac{dr(T)}{dT} - R T_{crit} \frac{df(T)}{dT} - R \cdot CPDEP_{liq}(T, p) \quad (3.11.7a)$$

Hierin ist die Ableitung der spezifischen Verdampfungsenthalpie durch Gl. 3.9.5 gegeben, während man die Ableitung $df(T)/dT$ durch Differenzenquotientenbildung erhält:

$$\frac{df(T)}{dT} \approx \frac{f(T + \Delta T) - f(T - \Delta T)}{2 \cdot \Delta T} \quad (3.11.8)$$

mit $\Delta T = 1.E-06 \cdot T$

Die folgenden Tabellen zeigen einige nach den beiden Methoden berechnete Zahlenwerte der spezifischen isobaren Wärmekapazität von flüssigem Jet A-1:

	$c_{p,liq}(T, p)$ in kJ/kg K, berechnet nach der <u>direkten</u> Methode (Gl. 3.11.5a) (Werte in Klammern: $c_{p,liq}(T, p) / c_{p,liq}(T, p_s(T))$)				
	T = 300 K $p_s(T)=.002$ bar	T = 450 K $p_s(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_s(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_s(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_s(T)=16.1$ bar
p= $p_s(T)$	2.133 (1.0)	2.753 (1.0)	3.113 (1.0)	3.330 (1.0)	3.762 (1.0)
p= 10 bar	2.132 (0.999)	2.750 (0.999)	3.106 (0.998)	3.325 (0.998)	- ¹ (-)
p= 15 bar	2.131 (0.999)	2.749 (0.999)	3.101 (0.996)	3.309 (0.993)	- (-)
p= 20 bar	2.131 (0.999)	2.747 (0.998)	3.096 (0.995)	3.295 (0.989)	3.659 (0.973)
p= 30 bar	2.129 (0.998)	2.745 (0.997)	3.088 (0.992)	3.273 (0.983)	3.534 (0.939)
p= 40 bar	2.128 (0.998)	2.743 (0.996)	3.081 (0.990)	3.257 (0.978)	3.473 (0.923)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

	$c_{p,liq}(T, p)$ in kJ/kg K, berechnet nach der <u>indirekten</u> Methode (Gl. 3.11.7a) (Werte in Klammern: $c_{p,liq}(T, p) / c_{p,liq}(T, p_s(T))$)				
	T = 300 K $p_s(T)=.002$ bar	T = 450 K $p_s(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_s(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_s(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_s(T)=16.1$ bar
p= $p_s(T)$	2.077 (1.0)	2.759 (1.0)	3.136 (1.0)	3.358 (1.0)	3.821 (1.0)
p= 10 bar	2.076 (0.999)	2.756 (0.999)	3.129 (0.998)	3.352 (0.998)	- (-)
p= 15 bar	2.075 (0.999)	2.755 (0.999)	3.124 (0.996)	3.336 (0.994)	- (-)
p= 20 bar	2.075 (0.999)	2.753 (0.998)	3.119 (0.995)	3.322 (0.989)	3.718 (0.973)
p= 30 bar	2.073 (0.998)	2.751 (0.997)	3.111 (0.992)	3.300 (0.983)	3.593 (0.940)
p= 40 bar	2.072 (0.998)	2.749 (0.996)	3.104 (0.990)	3.284 (0.978)	3.532 (0.925)

Ob in unserem Fall die indirekte Methode tatsächlich genauer ist, kann nur der Vergleich mit Literaturdaten zeigen:

In Vargaftik (1975, S. 691) finden sich c_p -Meßwerte für flüssiges 'kerosine' im Temperaturbereich von 20°- 270°C bei Umgebungsdruck. Der Verlauf ist nahezu linear. Die indirekte Methode für $c_{p,liq}$ weicht gegenüber den Vargaftik-Werten bei 20°\150°\270°C um +2.2\+0.6\4.6 % ab (direkte Methode: +4.9\+1.0\5.3 %). In CRC (1983, S. 55) wird für 'Jet A, Jet A-1, JP-8' ein linearer Verlauf im Temperaturbereich 30°-180°C angegeben. Die Zahlenwerte liegen um maximal 5 % unter denen von Vargaftik. In der Arbeit von Gracia-Salcedo et al. (1988) wird neben einem Satz NASA-Polynomkoeffizienten für gasförmiges Jet A ein im Temperaturbereich 220 - 550 K gültiger Satz für flüssiges Jet A angegeben. Messungen auch für höhere Temperaturen bis 811 K wurden für Jet A von Faith et al. (1971, Fig. 7) bei p = 34.5 und 69 bar durchgeführt, doch sind deren $c_{p,liq}$ -Werte um einen Faktor 2 zu niedrig und daher suspekt. Somit erlauben nur die Enthalpiemessungen von Lenoir u. Hipkin (1973, Tab. VIII) für 'California kerosine' bei verschiedenen Drücken bis p = 10.34 bar sowie dem überkritischen Druck p = 96.53 bar (1400 psia) einen begrenzten Vergleich der berechneten Druckabhängigkeit von $c_{p,liq}$ mit dem Experiment. Die in der folgenden Tabelle als Meßwerte bezeichnete Zahlenwerte wurden von mir jeweils durch zentrale Differenzenquotientenbildung aus benachbarten Enthalpiestützpunkten errechnet. Die

erkennbare Streuung der so erhaltenen Werte gibt einen Eindruck von der begrenzten Meßgenauigkeit der Enthalpien von Lenoir u. Hipkin.

	Vergleich Messung Lenoir & Hipkin (1973) mit errechneten Werten $c_{p,liq}(T, p=96.53 \text{ bar})$ in kJ/kg K (Werte in Klammern: $c_{p,liq}(T, p=10.34 \text{ bar})$)		
	Messung Lenoir	Rechng. direkte Methode	Rechng. indirekte M.
T = 427.6 K	2.554 (o.A.)	2.655 (2.670)	2.647 (2.662)
T = 438.7 K	2.617 (o.A.)	2.693 (2.710)	2.693 (2.709)
T = 449.8 K	2.638 (o.A.)	2.731 (2.749)	2.737 (2.755)
T = 460.9 K	2.638 (o.A.)	2.769 (2.789)	2.781 (2.801)
T = 472.0 K	2.700 (o.A.)	2.806 (2.827)	2.825 (2.847)
T = 483.2 K	2.742 (o.A.)	2.842 (2.866)	2.856 (2.880)
T = 494.3 K	2.680 (o.A.)	2.878 (2.905)	2.894 (2.921)
T = 505.4 K	2.721 (o.A.)	2.914 (2.944)	2.932 (2.962)
T = 516.5 K	2.742 (o.A.)	2.949 (2.983)	2.969 (3.003)
T = 527.6 K	2.721 (o.A.)	2.984 (3.023)	3.005 (3.044)
T = 538.7 K	2.952 (o.A.)	3.019 (3.063)	3.041 (3.086)
T = 549.8 K	2.952 (o.A.)	3.053 (3.105)	3.076 (3.128)
T = 560.9 K	3.098 (o.A.)	3.087 (3.148)	3.111 (3.171)
T = 572.0 K	3.014 (o.A.)	3.121 (3.193)	3.145 (3.217)
T = 580.4 K	3.098 (3.224)	3.146 (3.228)	3.171 (3.253)
T = 585.9 K	3.056 (3.182)	3.163 (3.254)	3.189 (3.279)
T = 590.1 K	3.014 (3.266)	3.176 (3.273)	3.202 (3.299)

In Bild 3.11.1 sind die $c_{p,liq}$ -Verläufe von Vargaftik, CRC und Gracia-Salcedo für flüssiges Kerosin vergleichend dargestellt. Im begrenzten Temperaturbereich dieser Messungen (bis 550 K) liegt das nach der indirekten Methode errechnete $c_{p,liq}$ (im Bild nicht gezeigt) überall innerhalb der Bandbreite dieser Literaturangaben. Es gibt diese Messungen etwas besser wieder als die direkte Methode. Insbesondere stimmt der etwas stärkere Temperaturanstieg besser mit den Messungen überein. Die indirekte Methode zur Errechnung des $c_{p,liq}$ von Jet A-1 scheint also geeigneter, auch für höhere Temperaturen, wo keine Messungen mehr vorliegen, das Verhalten des $c_{p,liq}$ wiederzugeben.

Allerdings hat die indirekte Methode, die grundsätzlich auf $T < T_{crit}$ beschränkt ist, neben dem höheren Rechenaufwand den Nachteil, daß sie in der Nähe der kritischen Temperatur ungenau wird. Das hat folgenden Grund: Die Steigungen von Siede- und Taulinie des Naßdampfgebiets ($dh_{liq}(T, p_s(T))/dT$ bzw. $dh_{vap}(T, p_s(T))/dT$) werden bei Annäherung an den kritischen Punkt unendlich groß (und damit auch die Steigung der Verdampfungsenthalpie dr/dT). Für Temperaturen, die nur wenig unterhalb der kritischen Temperatur liegen, kommt es deshalb zu einer zunehmenden Inkonsistenz der Steigung von Siede- und Taulinie nach der Lee-Kesler-Gleichung mit der aus den anderen Gleichungen (Gl. 3.9.4 und Gl. 3.4.2) vor-

gegebenen Temperaturabhängigkeit von Verdampfungsenthalpie und Dampfdruck, was zu entsprechenden Fehlern bei der $c_{p \text{ liq}}$ -Berechnung und schließlich zum Versagen¹ der indirekten Methode führt. Konkret: für Jet A-1 lieferte die indirekte Methode ab 670 K zunehmend unrealistische Ergebnisse und versagte oberhalb 680 K ($T_{\text{crit}} = 684.26 \text{ K}$).

Aus all dem ergibt sich, daß die Druck- und Temperaturabhängigkeit der spezifischen isobaren Wärmekapazität von flüssigem Jet A-1 am besten durch folgende Kombination der direkten und der indirekten Methode vorgenommen werden sollte ('kombinierte Methode'): Bis 600 K wird die indirekte Methode benutzt, oberhalb 665 K die direkte Methode. Im Übergangsbereich 600-665 K wird zwischen den beiden Methoden interpoliert, um einen stetigen Übergang zwischen ihnen zu gewährleisten:

$$\begin{aligned} c_{p \text{ liq}}(T, p) &= c_{p \text{ liq l indir. M.}}(T, p) && \text{für } T \leq 600 \text{ K} \\ c_{p \text{ liq}}(T, p) &= (1 - \text{fac}) \cdot c_{p \text{ liq l indir. M.}}(T, p) + \text{fac} \cdot c_{p \text{ liq l dir. M.}}(T, p) && \text{für } 600 \text{ K} < T < 665 \text{ K} \\ &\text{, wobei } \text{fac} := (T - 600 \text{ K}) / (665 \text{ K} - 600 \text{ K}) \\ c_{p \text{ liq}}(T, p) &= c_{p \text{ liq l dir. M.}}(T, p) && \text{für } T \geq 665 \text{ K} \end{aligned} \quad (3.11.9)$$

Der Übergangstemperaturbereich wurde hierbei so hoch wie möglich gelegt und seine Breite im Interesse eines möglichst glatten Übergangs der Kurvenverläufe gewählt. Gl. 3.11.9 umfaßt auch den Bereich überkritischer Drücke sowie überkritischer Temperaturen. Bild 3.11.2 zeigt damit berechnete Verläufe von $c_{p \text{ liq}}$ für verschiedene Drücke zusammen mit dem 'idealen' Verlauf nach Gl. 3.11.2, der mit zunehmender Temperatur gegenüber dem realen $c_{p \text{ liq}}$ nach oben abweicht. Bei 520 K sind es +5.0 % gegenüber $c_{p \text{ liq}}$ bei Sättigungsdruck (2.4 bar), wohingegen das $c_{p \text{ liq}}$ bei 40 bar dort gerade -0.7 % abweicht. Dies besagt, daß die Abweichungen des realen $c_{p \text{ liq}}$ vom idealen hauptsächlich verursacht sind durch die Druckabhängigkeit der Enthalpie der Gasphase (d.h. durch $[h_{\text{vap}}(T, p_S(T)) - h_{\text{vap}}^0(T)]$ in Gl. 3.11.6). Bei Annäherung an den kritischen Punkt streben die Wärmekapazitäten $c_{p \text{ liq}}$ und $c_{v \text{ liq}}$ der Flüssigkeit (und übrigens auch des Dampfes) gegen unendlich. Die gezeigten Verläufe für die überkritischen Drücke $p = 30$ und 40 bar reichen naturgemäß über die kritische Temperatur hinaus und zeigen dann ein Maximum von c_p (s. auch Bild 3.8.2) als Folge der Nähe zum kritischen Punkt. Mit steigendem Druck verschiebt es sich zu höheren Temperaturen hin und wird immer flacher.

Da die verwendete Dampfdruckkurve (Gl. 3.4.2) an ihrer Bereichsgrenze 477.95 K einen leichten Knick hat, führt dies zu einer geringfügigen Unstetigkeit des $c_{p \text{ liq}}$ -Verlaufs, die in Bild 3.11.2 gerade noch erkennbar ist. $c_{p \text{ liq}}$ springt dadurch bei dieser Temperatur um 0.4 %.

Bild 3.11.2 zeigt auch den Temperaturverlauf der berechneten spezifischen isochoren Wärmekapazität $c_{v \text{ liq}}$ bei zwei Drücken. Zur Ermittlung von $c_{v \text{ liq}}$ aus $c_{p \text{ liq}}$ wurde wie folgt vorgegangen:

Die spezifische isochore Wärmekapazität einer Phase mit unveränderter Zusammensetzung ist mit der isobaren Wärmekapazität durch folgende exakte Beziehung (Schmidt et al. (1975, S. 250)) verknüpft:

$$c_P - c_V = T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (3.11.10)$$

¹ Versagen bedeutet hier, daß keine Wurzeln der Lee-Kesler-Gleichung existieren. Näheres hierzu siehe Anhang 6.

Mit der für ein einphasiges System unveränderter Zusammensetzung gültigen Beziehung (Grigull (1970, S. 38)):

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = - \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T} \quad (3.11.11)$$

sowie $v = 1/\rho$ ($\Rightarrow \partial v = -1/\rho^2 \partial \rho$) erhält man aus Gl. 3.11.10:

$$c_P - c_V = \frac{T}{\rho^2} \cdot \frac{\left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p^2}{\left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T} \quad (3.11.12)$$

oder, unter Benutzung des räumlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten α und der isothermen Kompressibilität χ (Definitionen s. Gl. 3.10.7 bzw. 3.10.8):

$$c_P - c_V = \frac{T}{\rho} \cdot \frac{\alpha^2}{\chi} \quad (3.11.13)$$

Da die rechte Seite nie negativ wird, ist stets $c_p \geq c_v$. Für den Spezialfall eines idealen Gases geht sie über in die spezielle Gaskonstante R . Ansonsten wird die Differenz $c_p - c_v$ ausschließlich von der Druck- und Temperaturabhängigkeit der Dichte und deren Ableitungen bestimmt, die sich mit der Lee-Kesler-Gleichung und Differenzenquotientenbildung (analog zu Gl. 3.11.8) errechnen lassen. Am kritischen Punkt wird $c_p - c_v$ (positiv-) unendlich, wie man mithilfe Gl. 3.11.10 zeigen kann¹.

Die spezifische isochore Wärmekapazität c_v des flüssigen Jet A-1 erhält man somit durch:

$$c_V = c_P - (c_P - c_V) \quad (3.11.14)$$

mit c_p aus Gl. 3.11.9 und $c_p - c_v$ aus Gl. 3.11.12. Diese Gleichungen führen auf das mehrfache Lösen der Lee-Kesler-Gleichung, in der dabei zur Bestimmung der Dichte und deren Ableitungen konsistent derselbe Wert des azentrischen Faktors ω ($= 0.3599$ nach Gl. 3.5.2) wie für c_p benutzt werden muß (vgl. Ende von Kap. 3.5). Andernfalls ergibt sich ein unphysikalisches Verhalten des berechneten c_v des flüssigen Jet A-1 in der Nähe des kritischen Punktes.

Der so mithilfe der Lee-Kesler-Zustandsgleichung ermittelte Verlauf des Verhältnisses $\kappa := c_p/c_v$ des flüssigen Jet A-1 ist in Bild 3.11.3 für verschiedene Drücke dargestellt.

In CRC (1983, S. 84) findet sich die Angabe, daß c_p/c_v für flüssige 'jet fuels' etwa den Wert 1.15 habe (ohne Temperaturangabe, jedoch aus Kontext niedriger Temperaturbereich anzunehmen). Dieser Wert deckt sich gut mit dem in Bild 3.11.3 gezeigten Rechenergebnis, wonach c_p/c_v bei Umgebungstemperatur den Wert 1.13 annimmt, und -bei Sättigungsdruck- im Bereich 250 K bis 615 K zwischen 1.10 und 1.15 liegt.

Tritt schon beim c_p des flüssigen Jet A-1 eine nennenswerte Druckabhängigkeit erst ab etwa 600 K auf (s. obige Tabellen für $c_{p \text{ liq}}$), so ergibt sie sich für c_v noch deutlich geringer und wird erst ab 670 K von Bedeutung (Bild 3.11.2). Offensichtlich kommt es bei c_v zu einer

¹ Die Ableitung $(\delta p/\delta T)_v$ nimmt nämlich am krit. Punkt gerade die Steigung der Dampfdruckkurve dp_S/dT an, also einen endlichen positiven Wert (Schmidt et al. (1975, S. 195)). Die Ableitung $(\delta v/\delta T)_p$ geht am krit. Punkt gegen (positiv-) unendlich (s. Kap. 3.10). Somit strebt $c_p - c_v$ nach Gl. 3.11.10 am krit. Punkt gegen (positiv-) unendlich.

weitgehenden Kompensation zwischen der Druckabhängigkeit von c_p und der nur von der Dichte abhängigen Differenz $c_p - c_v$.

Da die Errechnung von c_p und c_v der Flüssigkeit nach obiger Vorgehensweise rechenaufwendig ist, da sie die iterative Lösung der Lee-Kesler-Zustandsgleichung beinhaltet, ist eine Approximation der so errechneten 'Referenz'-Verläufe von c_p und c_v sinnvoll. Ich empfehle als Näherungsformeln für flüssiges Jet A-1:

$$c_{p \text{ liq}}(T) = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + \frac{d}{e - T} \quad (3.11.15)$$

$$c_{v \text{ liq}}(T) = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + \frac{d}{e - T} + f \cdot T^3 \quad (3.11.16)$$

	Koeff. für $c_{p \text{ liq}}$:	Koeff. für $c_{v \text{ liq}}$:
a	1.7664045E+02	- 2.1806509E+05
b	7.4680836E+00	- 1.2125356E+02
c	- 4.2123987E-03	- 7.5116646E-03
d	1.4948931E+04	4.4069745E+08
e	684.26	2000.
f	-	- 8.4851586E-05

Die Koeffizienten wurden durch c_p -Stützwerte bei 270, 400, 580 und 620 K bzw. c_v -Stützwerte bei 240, 325, 450, 560 und 645 K festgelegt. Diese Stützwerte basieren auf den Referenzverläufen von c_p bzw. c_v bei $p = 20$ bar. Ein geeigneter Wert der Konstanten e sowie die Lage der Stützstellen wurde durch Probieren so ermittelt, daß sich im ganzen Temperaturbereich bis zur Siedetemperatur eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Näherungsformel und entsprechendem Referenzverlauf ergab.

Die $c_{p \text{ liq}}$ -Formel (Gl. 3.11.15) gibt den Referenzverlauf für $p = 20$ bar im Temperaturbereich von 220 K bis 665 K (Siedetemperatur bei 20 bar ist 669.31 K) mit einer maximalen Abweichung von 0.5 % (meist weit darunter) wieder. Bis 640 K gibt diese c_p -Näherungsformel die Referenzverläufe für alle Drücke $p \leq p_{\text{crit}}$ stets mit guter Genauigkeit wieder (max. Abweichung je nach Druck 2 % oder weniger). Bei weiterer Annäherung an die kritische Temperatur steigen die Abweichungen dann je nach Druck stark an. Die angegebene Näherungsformel für $c_{v \text{ liq}}$ (Gl. 3.11.16) gibt ihren Referenzverlauf für $p = 20$ bar mit vergleichbarer Genauigkeit wie die $c_{p \text{ liq}}$ -Näherungsformel wieder. Wegen der geringeren Druckabhängigkeit des $c_{v \text{ liq}}$ gegenüber dem $c_{p \text{ liq}}$ gibt sie die Referenzverläufe für alle Drücke $p \leq p_{\text{crit}}$ jedoch mit höherer Genauigkeit wieder: bis 673 K beträgt die maximale Abweichung je nach Druck 1 % oder weniger.

Der Verlauf für $c_{p \text{ liq}}$ nach der Näherungsformel (Gl. 3.11.15) ist in Bild 3.11.1 im Vergleich zu den Messungen dargestellt. Die zu dieser Näherungsformel konsistente spezifische Enthalpie der Flüssigkeit erhält man durch Integration der Gl. 3.11.15:

$$h_{\text{liq}}(T) = h_{\text{liq}}(T_0) + \left[a \cdot (T - T_0) + \frac{b}{2} \cdot (T^2 - T_0^2) + \frac{c}{3} \cdot (T^3 - T_0^3) - d \cdot \ln \frac{e - T}{e - T_0} \right] \quad (3.11.17)$$

Hierin ergibt sich die spezifische Enthalpie der Flüssigkeit im Bezugszustand $h_{\text{liq}}(T_0)$ aus der Enthalpie des Dampfes im idealen Gaszustand, sofern man eine genügend niedrige Bezugstemperatur T_0 (z.B. 298.15 K, wo die Druckabhängigkeit der Enthalpie keine Rolle spielt) wählt:

$$h_{\text{liq}}(T_0) = h_{\text{vap}}^\circ(T_0) - r(T_0) \quad (3.11.18)$$

Für $T_0 = 298.15$ K ist $h_{\text{vap}}^\circ(T_0)$ gerade die spezifische Standardbildungsenthalpie, die sich aus Gl. 3.7.2 nach Division mit der Molmasse (Gl. 2.2.3) ergibt. Mit dem entsprechenden Zahlenwert der spezifischen Verdampfungsenthalpie (Gl. 3.9.4) bei dieser Temperatur erhält man dann für Jet A-1:

$$h_{\text{liq}}(T_0) = - 1.584402\text{E}+06 \text{ J/kg} \quad \text{für } T_0 = 298.15 \text{ K} \quad (3.11.19)$$

oder ausgedrückt als molare Größe:

$$H_{m \text{ liq}}(T_0) = - 2.650936\text{E}+08 \text{ J/kmol} \quad (3.11.20)$$

3.12 Viskosität des flüssigen Kraftstoffs

Es wird die Formel von Andrade benutzt, die nach Beaton u. Hewitt (1989, S. 18) eine gute Näherung für organische und anorganische Flüssigkeiten bis nahe an den kritischen Punkt darstellt. Aus Genauigkeitsgründen erwies es sich jedoch als nötig, den Temperaturbereich vom Gefrierpunkt bis zum kritischen Punkt zu unterteilen. An der gemeinsamen Bereichsgrenze bei 310.93 K gehen die beiden Formeln ohne Sprung ineinander über.

$$\mu_{\text{liq}}(T) = A \cdot \rho^{\frac{1}{3}} \cdot \exp(C \cdot \rho_{\text{liq}} / T) \quad (3.12.1)$$

$$\text{mit } A = 5.922965\text{E}-06, C = 1.165926 \quad \text{für } T \geq 310.93 \text{ K}$$

$$\text{bzw. } A = 2.196641\text{E}-06, C = 1.555332 \quad \text{für } T < 310.93 \text{ K}$$

Wie weiter unten dargelegt wird, mag diese Formel den Temperaturverlauf bei Sättigungsdruck approximieren. Bild 3.12.1 zeigt den Verlauf nach Gl. 3.12.1 (Kurve für $p = p_s(T)$), sowie für $p = 20$ und 40 bar. Die Kurven für 20 und 40 bar wurden unter Zuhilfenahme von Gl. 3.12.9 errechnet.

Die angegebenen Werte für A und C sind nur gültig, wenn für die Dichte ρ_{liq} der Flüssigkeit Gl. 3.10.3 mit den Koeffizienten nach Gl. 3.10.5 benutzt wird. Den Konstanten liegen folgende Stützwerte zugrunde (zur Umrechnung von v_{liq} auf μ_{liq} wurde dieselbe Dichteformel verwendet):

$$v_{\text{liq}}(-20^\circ\text{C} = 253.15 \text{ K}) = 4.2 \text{ cSt} = 4.2\text{E}-06 \text{ m}^2/\text{s} \quad (3.12.2)$$

(typischer Wert für Jet A-1, s.u.)

$$v_{\text{liq}}(100^\circ\text{F} = 310.93 \text{ K}) = 1.37 \text{ cSt} = 1.37\text{E}-06 \text{ m}^2/\text{s} \quad (3.12.3)$$

(Wert für 'Jet A-1' aus: Zahavi u. Gal-Or (1984, S. 111))

$$\mu_{\text{liq}}(176^\circ\text{C} = 449.15 \text{ K}) = 0.303 \text{ cPoise} = 0.303\text{E}-03 \text{ kg/m s} \quad (3.12.4)$$

(Wert für 'Jet A' aus: Faith et al. (1971, S. 46))

$$\mu_{\text{liq}}(300^\circ\text{C} = 573.15 \text{ K}) = 0.159 \text{ cPoise} = 0.159\text{E}-03 \text{ kg/m s} \quad (3.12.5)$$

(Wert für 'kerosine' aus: Vargaftik (1975, S. 692))

In der Spezifikation von Jet A-1 und Jet A wird bei -20°C , der ersten obigen Stützstelle, eine kinematische Viskosität v_{liq} von höchstens 8 cSt erlaubt. Wegen dieser Forderung gibt es bei dieser Temperatur vergleichsweise viele Literaturangaben der kinematischen Viskosität:

CRC (1983, S. 50) gibt als 'typical value' für 'Jet A, Jet A-1' den Wert 5.0 cSt an. In der gleichen Arbeit (S. 34) entnimmt man jedoch aus einer Kurve der 'typical viscosity' für 'JP-5, Jet A, Jet A-1, JP-8' bei -20°C einen niedrigeren Wert 4.35 cSt. Batchelor et al. (1997, S. 6) weisen darauf hin, daß trotz gleichem Grenzwert in der Spezifikation von Jet A-1 und Jet A der typische Wert für Jet A-1 3.8 cSt und für Jet A 5.5 cSt beträgt (wegen des höheren Gefrierpunkts von Jet A ist nämlich auch die Viskosität bei -20°C bereits höher). Letzterer Wert für Jet A ist nahezu gleich mit dem Mittelwert 5.55 cSt gebildet aus 307 Jet A -Proben US-amerikanischer Herkunft aus den Jahren 1985-1991 (Dickson u. Woodward (1990+1992)). Als Mittelwert aus acht Jet A-1 -Lieferungen an die DLR in Köln (Shell (1989+1993), FBG (1995-96)) mit Einzelwerten zwischen 3.73 und 4.25 cSt bei -20°C ergab sich 3.98 cSt. Eine weitere Lieferung hatte einen deutlich niedrigeren Wert von 1.06 cSt. Bei MTU (o.J.) liest man für 'Avtur, recommended line' bei -20°C den Wert 4.80 cSt ab. DERA (1998) ermittelte für elf Jet A-1 -Proben von verschiedenen Flughäfen einen Mittelwert von 4.29 cSt mit Einzelwerten von 3.24 bis 5.43 cSt. Als Mittelwert aus den obigen Angaben zu Jet A-1 von Batchelor, DLR, MTU und DERA ergibt sich 4.2 cSt. Ich benutze ihn als typischen Wert (Gl. 3.12.2) der kinematischen Viskosität von Jet A-1 bei -20°C.

Im folgenden seien noch Werte der kinematischen Viskosität von Avtur mitgeteilt, die erst kurz vor Redaktionsschluß eingingen und der Jahresstatistik 1996 der britischen DRA über die Kraftstoffqualität der Versorgung Großbritanniens mit Avtur (Rickard u. Fulker (1997)) entstammen: Für das Jahr 1996 ergab sich ein Mittelwert der kinematischen Viskosität bei -20°C von 3.85 cSt mit einer Standardabweichung von 0.34 cSt, wobei die Extremwerte der 1467 zugrundeliegenden Einzelproben bei 2.80 bzw. 5.10 cSt lagen. Die Jahresmittelwerte in den Jahren 1986-1996 lagen zwischen 3.78 und 3.97 cSt.

Aus Gl. 3.12.1 folgt für zwei gegebene Werte $\mu_1(T_1)$, $\mu_2(T_2)$ und den zugehörigen Dichten ρ_1 , ρ_2 :

$$C = \frac{\ln(\mu_1/\mu_2) + \frac{1}{3} \cdot \ln(\rho_2/\rho_1)}{\rho_1/T_1 - \rho_2/T_2} \quad (3.12.6)$$

Damit wurde die Konstante C des oberen Temperaturbereichs aus den beiden Stützstellen bei 310.93 K und 573.15 K bestimmt. Ein vorläufiger Wert der Konstanten A des oberen Temperaturbereichs ergab sich dann aus der Forderung, den Stützwert bei 449.15 K exakt zu treffen. Nachdem sich jedoch zeigte, daß die resultierende Näherungsformel damit bei 310.93 und 573.15 K eine etwas hohe Abweichung von -3 % zeigte, wurde der Stützwert bei 449.15 K um 1.5 % auf 0.3075E-03 kg/m s erhöht und der Wert von A dazu neu ermittelt. Die Konstanten A und C des unteren Temperaturbereichs ergaben sich danach aus der Forderung, den Stützwert bei 253.15 K exakt zu treffen sowie der Forderung nach Stetigkeit an der Bereichsgrenze bei 310.93 K. Die resultierende Formel (Gl. 3.12.1) für μ_{liq} geht somit exakt durch die Stützstelle bei 253.15 K und ergibt geringe Abweichungen an den anderen drei Stützstellen (-1.6 % bei 310.93 K, +1.5 % bei 449.15 K, -1.6 % bei 573.15 K).

Die beiden mir bekannten Literaturangaben zur Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität von Kerosinen reichen bis Temperaturen von max. 300°C bzw. 315°C: Vargaftik (1975, S. 692) gibt Tabellenwerte μ_{liq} (-50°...300°C) für 'kerosine' an, während sich bei Maxwell (1958, S. 164) eine Kurve μ_{liq} (10°...315°C) für '40.4°API, kerosene' findet. Da der Wert von Maxwell bei 300°C (0.161 cPoise) gut mit dem Vargaftik-Wert übereinstimmt, wurde letzterer als oberer Stützwert (Gl. 3.12.5) für Gl. 3.12.1 verwendet. Die Abweichungen von Gl. 3.12.1 für μ_{liq} gegenüber den Werten von Vargaftik liegen im Temperaturbereich 248-333 K unter 5.5 % und von 333-573 K unter 1.5 %.

Die kinematische Viskosität ist definiert als der Quotient aus dynamischer Viskosität und Dichte des Fluids:

$$\nu_{liq} = \frac{\mu_{liq}}{\rho_{liq}} \quad (3.12.7)$$

Es fanden sich folgende brauchbare Literaturangaben mit Temperaturverläufen der kinematischen Viskosität flüssiger Kerosine: Barnett u. Hibbard (1956, S.112) geben je eine Kurve ν_{liq} (-62°...170°C) für 'JP-1 (average)' bzw. ν_{liq} (-47°...195°C) für 'JP-5 (average)' an. Bei CRC (1983, S. 34) findet sich eine gemeinsame Kurve ν_{liq} (-50°...140°C) für 'JP-5, Jet A, Jet A-1, JP-8'. Smith (1970, S. 105) gibt je eine Kurve ν_{liq} (-35°...100°C) für 'Avtur' sowie für 'Avcut / JP-5' an. MTU (o. J.) gibt eine Kurve ν_{liq} (-58°...200°C) für 'Avtur, recommended line' an.

Die nachfolgende Tabelle vergleicht die nach Gl. 3.12.1 errechnete Viskosität von flüssigem Jet A-1 mit den Literaturangaben bei drei Temperaturen. Die Umrechnung zwischen dynamischer und kinematischer Viskosität wurde in dieser Tabelle einheitlich mit Dichtewerten aus Gl. 3.10.3 u. 3.10.4 durchgeführt. Zahlenwerte der Viskosität, die sich mittels dieser Umrechnung ergaben, sind in der Tabelle *kursiv* gedruckt.

Kerosin-bezeichnung ¹	dyn. u. kinemat. Viskosität von flüssigen Kerosinen μ_{liq} [cPoise = 10 ⁻³ kg/m s] \ ν_{liq} [cSt = 10 ⁻⁶ m ² /s]			Literatur-stelle
	bei T = -20°C	bei T = 40°C	bei T = 170°C	
Jet A-1	3.51 \ 4.20	1.04 \ 1.32	0.320 \ 0.467	(Gl. 3.12.1)
'kerosine'	3.62 \ 4.34	1.08 \ 1.37	0.315 \ 0.460	Vargaftik (1975)
'40.4°API, kerosene'	(o. A.)	1.33 \ 1.69	0.341 \ 0.498	Maxwell (1958)
'JP-1'	3.21 \ 3.85	0.938 \ 1.19	0.271 \ 0.396	Barnett u. Hibbard (1956)
'JP-5'	5.59 \ 6.7	1.25 \ 1.59	0.320 \ 0.467	Barnett u. Hibbard (1956)
'JP-5, Jet A, Jet A-1, JP-8'	3.63 \ 4.35	0.930 \ 1.18	(o. A.)	CRC (1983)
'Avcut / JP-5'	4.67 \ 5.6	1.30 \ 1.65	(o. A.)	Smith (1970)
'Avtur'	2.92 \ 3.5	0.986 \ 1.25	(o. A.)	Smith (1970)
'Avtur'	4.01 \ 4.80	1.06 \ 1.35	0.298 \ 0.436	MTU (o. J.)

¹ bzgl. der Typenbezeichnungen s. Kap. 2.1

Wie die Tabelle zeigt, liegt im niedrigen Temperaturbereich infolge des steilen Anstiegs der Viskosität mit fallender Temperatur eine stärkere Streuung der verschiedenen Literaturangaben vor.

Der Vollständigkeit halber sei hier noch mitgeteilt, daß man in der Literatur (s. Barnett u. Hibbard (1956, S.21-22), Rose u. Cooper (1977, S. 145), Goodger (1975, S. 91-92)) für die Temperaturabhängigkeit der kinematischen Viskosität flüssiger, aus Rohöl gewonnener Kraftstoffe häufig folgende empirische Formel findet:

$$\log_{10}(\log_{10}(v_{liq} + c)) = a \log_{10}(T) + b \quad (3.12.8)$$

In entsprechender logarithmischer Darstellung ('ASTM chart') wird die $v_{liq}(T)$ -Beziehung dann gerade durch eine Gerade wiedergegeben, was Inter- und Extrapolationen in einem solchen Diagramm sehr einfach macht. Die Konstanten a, b und c müssen für den Kraftstoff aus Stützwerten bestimmt werden. Nach Barnett u. Hibbard (1956, S.22+112) ist bei höheren Temperaturen (für Kerosin ab etwa 150°C) der Abfall von v_{liq} mit der Temperatur jedoch zunehmend stärker als es der Ansatz nach Gl. 3.12.8 beschreibt.

Die dynamische Viskosität der Flüssigkeiten nimmt bei konstantgehaltener Temperatur T mit dem Druck zu. Der Anstieg ist um so stärker, je größer T/T_{crit} ist. Die Druckabhängigkeit wird also mit steigender Temperatur größer. Keine der zitierten Literaturstellen macht eine Angabe zum Druck, bei dem die Viskosität des Kerosins gemessen wurde. Bei der Temperatur der höchsten Stützstelle (Gl. 3.12.5) von 300°C (entspricht $T/T_{crit} = 0.84$) liegt der Dampfdruck p_s nach Gl. 3.4.2 bereits über Umgebungsdruck, nämlich bei 5.8 bar. Somit muß der Meßwert der Viskosität von Vargaftik mindestens bei diesem Druck erhalten worden sein. Nimmt man an, daß es der Sättigungsdruck selbst war, bei dem dieser Wert gemessen wurde, so mag die befürwortete Formel für die dynamische Viskosität (Gl. 3.12.1) für Sättigungsdruck $p_s(T)$ gelten. Zur kinematischen Viskosität v_{liq} bei Sättigungsdruck gelangt man dann mittels Division durch die Dichte $\rho_{liq}(T, p_s(T))$ bei Sättigungsdruck, die für flüssiges Jet A-1 durch Gl. 3.10.3 mit den Koeffizienten nach Gl. 3.10.4 wiedergegeben wird.

Bild 3.12.2 zeigt den so erhaltenen Temperaturverlauf der kinematischen Viskosität $v_{liq}(T, p_s(T))$ bei Sättigungsdruck sowie bei $p = 20$ und 40 bar. Letztere beide Kurven wurden unter Zuhilfenahme von Gl. 3.12.9 sowie der Lee-Kesler-Gleichung für die Dichte errechnet.

Bei Reid et al. (1987, S. 436) wird für Flüssigkeiten die Formel von Lucas für das Verhältnis der dynamischen Viskosität $\mu_{liq}(T, p)$ bei einem Druck $p \geq p_s(T)$ zu dem Viskositätswert $\mu_{liq}(T, p_s(T))$ bei Sättigungsdruck angegeben:

$$\frac{\mu_{liq}(T, p)}{\mu_{liq}(T, p_s(T))} = \frac{1 + B \cdot \left(\frac{1}{2.118} \cdot \frac{p - p_s(T)}{p_{crit}} \right)^A}{1 + C \cdot \omega \cdot \frac{p - p_s(T)}{p_{crit}}} \quad (3.12.9)$$

Hierbei sind A, B und C Funktionen der reduzierten Temperatur $T_r = T/T_{crit}$:

$$\begin{aligned} A &= 0.9991 - [4.674E-04 / (1.0523 T_r^{-0.03877} - 1.0513)] \\ B &= [0.3257 / (1.0039 - T_r^{2.573})^{0.2906}] - 0.2086 \\ C &= -0.07921 + 2.1616 T_r - 13.4040 T_r^2 + 44.1706 T_r^3 \\ &\quad - 84.8291 T_r^4 + 96.1209 T_r^5 - 59.8127 T_r^6 + 15.6719 T_r^7 \end{aligned} \quad (3.12.10)$$

Druckabhängige Werte der dynamischen Viskosität erhält man also durch Multiplikation der dynamischen Viskosität bei Sättigungsdruck nach Gl. 3.12.1 mit dem Viskositätsverhältnis nach Gl. 3.12.9. Für einen azentrischen Faktor ω nach Gl. 3.5.2, der kritischen Tempera-

tur T_{crit} nach Gl. 3.1.1 und dem Dampfdruck $p_s(T)$ nach Gl. 3.4.2 errechnen sich damit für flüssiges Jet A-1 z.B. die in der folgenden Tabelle aufgeführten Werte der dynamischen Viskosität. Zusätzlich erhält man daraus Tabellenwerte für die kinematischen Viskosität v_{liq} , wenn man durch die Dichte $\rho_{liq}(T, p)$ dividiert (s. Tabellenwerte in Kap. 3.10), die mittels der Lee-Kesler-Zustandsgleichung (mit $\omega = 0.295$, s. Ende von Kap. 3.5) ermittelt wurde. Aus diesen Tabellen geht u.a. hervor, daß eine Erhöhung des Drucks bis auf 20 bar die dynamische Viskosität des flüssigen Jet A-1 gegenüber dem Wert bei Sättigungsdruck um maximal etwa 6 % erhöht. Bei der kinematischen Viskosität sind es maximal nur etwa 4.5 %, da die mit dem Druck zunehmende Dichte der Flüssigkeit den Anstieg der dynamischen Viskosität mit dem Druck teilweise kompensiert.

	$\mu_{liq}(T, p)$ [10^{-3} kg/m sec] nach Gl. 3.12.1 und Gl. 3.12.9				
	(Werte in Klammern: $\mu_{liq}(T, p) / \mu_{liq}(T, p_s(T))$)				
	T = 300 K $p_s(T)=0.002$ bar	T = 450 K $p_s(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_s(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_s(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_s(T)=16.1$ bar
$p = p_s(T)$	1.293 (1.0)	.3058 (1.0)	.1752 (1.0)	.1373 (1.0)	.1045 (1.0)
$p = 10$ bar	1.315 (1.017)	.3127 (1.022)	.1793 (1.023)	.1386 (1.009)	- ¹ (-)
$p = 15$ bar	1.325 (1.025)	.3161 (1.034)	.1825 (1.041)	.1423 (1.036)	- (-)
$p = 20$ bar	1.335 (1.033)	.3195 (1.045)	.1855 (1.059)	.1457 (1.061)	.1091 (1.044)
$p = 30$ bar	1.356 (1.049)	.3261 (1.066)	.1914 (1.092)	.1523 (1.109)	.1179 (1.129)
$p = 40$ bar	1.376 (1.064)	.3324 (1.087)	.1971 (1.125)	.1585 (1.154)	.1257 (1.203)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

	$v_{liq}(T, p)$ [10^{-6} m ² /sec]				
	(Werte in Klammern: $v_{liq}(T, p) / v_{liq}(T, p_s(T))$)				
	T = 300 K $p_s(T)=0.002$ bar	T = 450 K $p_s(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_s(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_s(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_s(T)=16.1$ bar
$p = p_s(T)$	1.618 (1.0)	.4505 (1.0)	.2978 (1.0)	.2576 (1.0)	.2290 (1.0)
$p = 10$ bar	1.643 (1.016)	.4591 (1.019)	.3031 (1.018)	.2592 (1.006)	- (-)
$p = 15$ bar	1.656 (1.023)	.4634 (1.029)	.3071 (1.031)	.2637 (1.024)	- (-)
$p = 20$ bar	1.668 (1.031)	.4675 (1.038)	.3110 (1.044)	.2680 (1.040)	.2332 (1.018)
$p = 30$ bar	1.691 (1.045)	.4755 (1.056)	.3184 (1.069)	.2760 (1.072)	.2420 (1.057)
$p = 40$ bar	1.713 (1.059)	.4833 (1.073)	.3255 (1.093)	.2838 (1.102)	.2509 (1.096)

3.13 Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl des flüssigen Kraftstoffs

Die Wärmeleitfähigkeit ('thermal conductivity') λ_{liq} von Flüssigkeiten nimmt mit der Temperatur etwa linear ab. Erst in direkter Nähe des kritischen Punktes kommt es zu einem starken Anstieg, der theoretisch noch nicht vollständig geklärt ist (Reid (1987, S. 518-520)).

Bei Vargaftik (1975, S. 692) finden sich Meßwerte der Wärmeleitfähigkeit für 'kerosine' im Temperaturbereich -50°C bis 300°C, die sich sehr gut durch folgende Gerade approximieren lassen:

$$\lambda_{liq}(T) = - 15.20E-05 \cdot (T - 323.15) + 0.1114 \quad (3.13.1)$$

In CRC (1983, Fig. 24 + S. 52) wird die Wärmeleitfähigkeit im Temperaturbereich -10°C bis 220°C als eine gemeinsame Gerade darstellt, die -gestützt auf experimentelle Daten- für 'JP-4, JP-5, JP-7, JP-8, Jet A, Jet A-1, Jet B, RJ-6' aufgestellt wurde und sich wiedergeben läßt durch:

$$\lambda_{liq}(T) = - 17.56E-05 \cdot (T - 323.15) + 0.1099 \quad (3.13.2)$$

Die Genauigkeit der aus dieser Geraden erhaltenen Werte wird mit 10 % angegeben.

Fast dieselbe mittlere Steigung (-17.30E-05) weist der Temperaturverlauf der Wärmeleitfähigkeit von flüssigem 'Avtur, Avtag, Avcat, Avgas', der sich bei MTU (o. J.) für 220-520 K findet, auf, wenn auch die Zahlenwerte der Wärmeleitfähigkeit dort um etwa 9 % höher liegen. Bei 50°C liefern die Angaben in Vargaftik gegenüber der CRC-Geraden einen um 1.4 % höheren Wert, bei 220°C sind es 6.6 %. Eine Erhöhung der additiven Konstante der CRC-Geradengleichung um 4 % führt auf bessere Übereinstimmung mit den Werten von Vargaftik und MTU:

$$\lambda_{liq}(T) = - 17.56E-05 \cdot (T - 323.15) + 0.1143 \quad (3.13.3)$$

Ich empfehle diese Gerade (Bild 3.13.1) zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit von flüssigem Jet A-1 bis 20 bar (s. nächste Tabelle).

Der Vollständigkeit halber sei noch auf die Angaben zur Wärmeleitfähigkeit von 'liquid petroleum fractions' in Maxwell (1958, S. 207+213) bzw. von 'liquid petroleum fuels' in Lefebvre (1983, S. 341) hingewiesen. Es handelt sich ebenfalls um Geradengleichungen, jedoch mit deutlich geringerer Temperaturabhängigkeit (-8.E-05). Schon wegen der großen Diskrepanz dieser Steigung gegenüber der der höheren Alkane (n-Heptan: -26.E-05, n-Dodekan: -22.E-05, n-Hexadekan: -19.E-05) halte ich diese Angaben für weniger zuverlässig. Faith et al (1971, S. 46) geben einen Meßwert der Wärmeleitfähigkeit von flüssigem 'Jet A' bei 25°C an (0.137 W/m K). Dieser Wert liegt 15 % über der empfohlenen Geraden. Ich halte ihn für etwas zu hoch, da er über den genannten Literaturangaben von Vargaftik, CRC und MTU liegt. Die Wärmeleitfähigkeit von n-Dodekan bei 25°C beträgt 0.141 W/m K und bei 50°C (= 323.15 K) 0.1355 W/m K.

Zur Kontrolle der oben empfohlenen Geradengleichung wurde sie mit einer Näherungsformel verglichen, welche Reid et al. (1987, S. 549+554) für die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten bis etwa $T/T_{crit} = 0.8$ (was bei Jet A-1 274°C entspricht) befürworten. Es handelt sich um die Formel von Latini:

$$\lambda_{liq} = A \cdot \frac{(1 - \frac{T}{T_{crit}})^{0.38}}{(\frac{T}{T_{crit}})^{1/6}} \quad (3.13.4)$$

Diese Beziehung bedeutet für niedrige Temperaturen einen fast linearen Abfall der Wärmeleitfähigkeit, der dann bei hohen Temperaturen allmählich steiler wird. Für die Stoffkonstante A wird eine Näherungsformel angegeben, doch ist es besser, A aus einem Stützwert zu ermitteln.

Um zunächst die Güte der Latini-Formel zu testen, wurde sie mit Meßwerten verglichen, die bei Vargaftik (1975, S. 285) für flüssiges n-Dodekan im Temperaturbereich 0°-200°C angegeben sind. Diese Werte zeigen einen in sehr guter Näherung linearen Abfall (Steigung -22.E-05) der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur, der sich mit der Temperatur geringfügig verstärkt. Die Konstante A (= 0.1555060, wobei $T_{crit} = 658.2$ K) wurde aus der Wärmeleitfähigkeit des n-Dodekan bei 40°C bestimmt. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung (Abweichungen < 0.5 %) im ganzen Bereich der Meßwerte. Tendenziell wurde die beobachtete leichte Zunahme des Abfalls der Wärmeleitfähigkeit für das n-Dodekan etwas zu stark durch die Formel vorhergesagt.

Ermittelt man die Konstante A (= 0.1285951) aus einem Stützwert (gewählt 323.15 K) der Geradengleichung für Jet A-1 (Gl. 3.13.3), so liegt die Abweichung der Latini-Kurve gegenüber der Geradengleichung bis 222°C noch unter 1 %. Die Werte von Vargaftik, die bis 300°C vorlagen, zeigten jedoch selbst bei dieser Temperatur die von der Latini-Formel vorhergesagte Zunahme des Abfalls der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur nicht. Der Verlauf der Wärmeleitfähigkeit bei MTU zeigt sogar eine leichte Abschwächung des Abfalls der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur. Deshalb empfehle ich die Verwendung der Latini-Kurve im Falle des Jet A-1 nicht, sondern die Geradengleichung (Gl. 3.13.3).

Die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeiten nimmt mit steigendem Druck zu. Eine einfache quantitative Abschätzung ist durch ein Diagramm von Lenoir möglich, welches sich sowohl bei Reid et al. (1987, Fig. 10-11) als auch im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da34) findet, und als Bild 3.13.2 in diese Arbeit aufgenommen wurde. Mithilfe dieses Diagramms läßt sich das Verhältnis zweier Wärmeleitfähigkeitswerte einer Flüssigkeit bei derselben Temperatur aber unterschiedlichen Drücken ermitteln, indem man für jeden der beiden Zustände (T, p_1) und (T, p_2) den Zahlenwert des Faktors L aus dem Diagramm entnimmt. Dann erhält man das Verhältnis der beiden Wärmeleitfähigkeiten durch die simple Beziehung:

$$\frac{\lambda_{liq}(T, p_1)}{\lambda_{liq}(T, p_2)} = \frac{L(\frac{T}{T_{crit}}, \frac{p_1}{p_{crit}})}{L(\frac{T}{T_{crit}}, \frac{p_2}{p_{crit}})} \quad (3.13.5)$$

Die nachfolgende Tabelle zeigt einige mithilfe des Lenoir-Diagramms ermittelte Werte $\lambda_{liq}(T, p)$, wobei für $\lambda_{liq}(T, p_s(T))$ die Gl. 3.13.3 zugrundegelegt wurde. T_{crit} und p_{crit} wurden aus Gl. 3.1.1 sowie der Dampfdruck aus Gl. 3.4.2 entnommen.

	$\lambda_{liq}(T, p)$ in 10^{-3} W/m K				
	(Werte in Klammern: $\lambda_{liq}(T, p) / \lambda_{liq}(T, p_s(T))$)				
	T = 300 K $p_s(T)=.002$ bar	T = 450 K $p_s(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_s(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_s(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_s(T)=16.1$ bar
p= $p_s(T)$	118.4 (1.0)	92.03 (1.0)	74.47 (1.0)	65.69 (1.0)	56.91 (1.0)
p= 10 bar	119.0 (1.005)	92.58 (1.006)	75.14 (1.009)	65.88 (1.003)	- ¹
p= 15 bar	119.2 (1.007)	92.95 (1.010)	75.81 (1.018)	66.93 (1.019)	-

p= 20 bar	119.4 (1.009)	93.22 (1.013)	76.25 (1.024)	67.72 (1.031)	58.38 (1.026)
p= 30 bar	120.0 (1.014)	93.87 (1.020)	77.22 (1.037)	69.10 (1.052)	61.46 (1.080)
p= 40 bar	120.5 (1.018)	94.60 (1.028)	78.04 (1.048)	70.35 (1.071)	63.73 (1.120)
¹ T _S (10 bar) = 611.45 K , T _S (15 bar) = 643.92 K , T _S (20 bar) = 669.31K nach Gl. 3.4.3					

Aus der Tabelle geht hervor, daß eine Erhöhung des Drucks bis auf 20 bar die Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Jet A-1 gegenüber dem Wert bei Sättigungsdruck um maximal etwa 3 % erhöht. Für Drücke bis 20 bar kann also diese Druckabhängigkeit ohne weiteres vernachlässigt werden und ich empfehle die Verwendung der Gl. 3.13.3 . Bei darüberhinausgehenden Drücken bis 40 bar braucht man die Druckabhängigkeit erst ab ca. 600 K zu berücksichtigen (Gl. 3.13.3 in Verbindung mit Gl. 3.13.5). Messungen der Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit flüssiger Kerosine sind mir nicht bekannt.

Die Temperaturleitfähigkeit ('thermal diffusivity') a_{liq} des flüssigen Jet A-1 ist definiert durch:

$$a_{liq} = \frac{\lambda_{liq}}{\rho_{liq} \cdot c_{p,liq}} \quad (3.13.6)$$

Bild 3.13.3 zeigt den Temperaturverlauf von a_{liq} , wie er sich aus den von mir befürworteten Gebrauchsformeln für λ_{liq} , ρ_{liq} und $c_{p,liq}$ ergibt, also λ_{liq} nach Gl. 3.13.3², ρ_{liq} nach Gl. 3.10.3 (mit den Koeffizienten nach Gl. 3.10.5) und $c_{p,liq}$ nach Gl. 3.11.15 . Diese Formeln vernachlässigen die Druckabhängigkeit, sodaß der gezeigte Verlauf der resultierenden Temperaturleitfähigkeit bei hohen Temperaturen ungenau wird. Daher sind in der nachfolgenden Tabelle einige Zahlenwerte für a_{liq} errechnet, bei denen die Druckabhängigkeit der einzelnen Stoffgrößen berücksichtigt wurde, d.h. es wurden obige Tabellenwerte von λ_{liq} nach Gl. 3.13.3 und Gl. 3.13.5 zugrundegelegt, ρ_{liq} aus der Lee-Kesler-Zustandsgleichung (mit $\omega = 0.295$, s. Ende von Kap. 3.5) sowie $c_{p,liq}$ nach der ebenfalls auf der Lee-Kesler-Gleichung gründenden 'kombinierten Methode' (Gl. 3.11.9).

Die Tabelle zeigt durchweg eine kleinere Druckabhängigkeit als bei der Wärmeleitfähigkeit, weil $\rho_{liq} \cdot c_{p,liq}$ mit dem Druck ansteigt und so die Zunahme von λ_{liq} mit dem Druck teilweise kompensiert.

	$a_{liq}(T, p)$ in $10^{-9} m^2/s$				
	(Werte in Klammern: $a_{liq}(T, p) / a_{liq}(T, p_S(T))$)				
	T = 300 K $p_S(T)=.002$ bar	T = 450 K $p_S(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_S(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_S(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_S(T)=16.1$ bar
p= $p_S(T)$	71.35 (1.0)	49.14 (1.0)	40.35 (1.0)	36.69 (1.0)	33.04 (1.0)
p= 10 bar	71.66 (1.004)	49.32 (1.004)	40.59 (1.006)	36.75 (1.002)	- ¹
p= 15 bar	71.76 (1.006)	49.46 (1.006)	40.84 (1.012)	37.19 (1.014)	-
p= 20 bar	71.86 (1.007)	49.54 (1.008)	40.97 (1.015)	37.48 (1.022)	33.99 (1.029)
p= 30 bar	72.18 (1.012)	49.77 (1.013)	41.29 (1.023)	37.95 (1.034)	35.55 (1.076)
p= 40 bar	72.43 (1.015)	50.05 (1.018)	41.53 (1.029)	38.37 (1.046)	36.47 (1.104)
¹ T _S (10 bar) = 611.45 K , T _S (15 bar) = 643.92 K , T _S (20 bar) = 669.31K nach Gl. 3.4.3					

Die Prandtl-Zahl des flüssigen Jet A-1 ist definiert durch:

$$Pr_{liq} = \frac{v_{liq}}{a_{liq}} = \frac{\mu_{liq} \cdot c_{p,liq}}{\lambda_{liq}} \quad (3.13.7)$$

Ihr Temperaturverlauf ist in Bild 3.13.4 wiedergegeben, wobei μ_{liq} nach Gl. 3.12.1, $c_{p,liq}$ nach Gl. 3.11.15 und λ_{liq} nach Gl. 3.13.3 errechnet wurde. Da diese Formeln die Druckabhängigkeit vernachlässigen, ist der gezeigte Verlauf der resultierenden Prandtl-Zahl bei hohen Temperaturen ungenau. Einen Eindruck von der Druckabhängigkeit der Prandtl-Zahl von flüssigem Jet A-1 gibt jedoch die folgende Tabelle. Den errechneten Werten von Pr_{liq} lagen dabei folgende Werte für μ_{liq} , $c_{p,liq}$ und λ_{liq} zugrunde: μ_{liq} ergab sich aus Gl. 3.12.1 und Gl. 3.12.9 (s. Tabellenwerte am Ende von Kap. 3.12). λ_{liq} ergab sich aus Gl. 3.13.3 und Gl. 3.13.5 (Tabellenwerte s.o.). Die spezifische Wärmekapazität $c_{p,liq}$ wurde nach der 'kombinierten Methode' (Gl. 3.11.9) errechnet (s. Tabellenwerte in Kap. 3.11).

	$Pr_{liq}(T, p)$				
	(Werte in Klammern: $Pr_{liq}(T, p) / Pr_{liq}(T, p_S(T))$)				
	T = 300 K $p_S(T)=.002$ bar	T = 450 K $p_S(T)=0.54$ bar	T = 550 K $p_S(T)=4.03$ bar	T = 600 K $p_S(T)=8.57$ bar	T = 650 K $p_S(T)=16.1$ bar
p= $p_S(T)$	22.68 (1.0)	9.167 (1.0)	7.379 (1.0)	7.020 (1.0)	6.931 (1.0)
p= 10 bar	22.93 (1.011)	9.309 (1.016)	7.468 (1.012)	7.051 (1.005)	- ¹ (-)
p= 15 bar	23.07 (1.017)	9.369 (1.022)	7.519 (1.019)	7.092 (1.010)	- (-)
p= 20 bar	23.21 (1.023)	9.437 (1.029)	7.589 (1.029)	7.150 (1.019)	6.861 (0.990)
p= 30 bar	23.43 (1.033)	9.555 (1.042)	7.711 (1.045)	7.273 (1.036)	6.807 (0.982)
p= 40 bar	23.66 (1.043)	9.657 (1.054)	7.838 (1.062)	7.398 (1.054)	6.879 (0.992)
¹ T _S (10 bar) = 611.45 K , T _S (15 bar) = 643.92 K , T _S (20 bar) = 669.31K nach Gl. 3.4.3					

Aus der Tabelle geht hervor, daß die Prandtl-Zahl von flüssigem Jet A-1 mit dem Druck ansteigt, solange die Temperatur nicht zu hoch ist. Die Druckabhängigkeit ist bis 20 bar unbedeutend.

3.14 Komplexer Brechungsindex des flüssigen Kraftstoffs

Der komplexe Brechungsindex beinhaltet als Realteil den reellen Brechungsindex n und als Imaginärteil die Absorptionszahl k ('absorption coefficient', 'extinction coefficient'). Beide Größen haben die Dimension Eins. Der reelle Brechungsindex ist das Verhältnis zwischen der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und im Medium. Der Kehrwert der Absorptionszahl ist anschaulich die Eindringtiefe eines senkrecht in das Medium einfallenden Strahls, bei der die Strahlungsleistung auf 1/e der eingetretenen Strahlungsleistung abgesunken ist, dividiert durch die Wellenlänge des Strahls.

In der Arbeit von Fitzky u. Bohn (1995) wurden Messungen des reellen Brechungsindex und der Absorptionszahl für flüssiges 'Kerosin' (nicht näher spezifiziert) bei Drücken von 1 bar, 9 bar und 20 bar im Temperaturbereich von 20°C bis 280°C durchgeführt. Als Lichtquelle wurde ein Argon-Ionen-Laser, der im Wellenlängenbereich $454.5 < \lambda < 514.5$ nm

(also im Bereich des sichtbaren, grün-blauen Lichts) arbeitet, verwendet. Der reelle Brechungsindex zeigte sich hauptsächlich als eine Funktion der Temperatur. Demgegenüber war der Einfluß von Zusammensetzungsänderungen als Folge der selektiven Verdunstung der verschiedenen Kerosinbestandteile vergleichsweise gering. (Durch die Aufkonzentrierung der höhersiedenden Komponenten wird das Absinken des Brechungsindex mit der Temperatur gemindert.) Eine Druckabhängigkeit des Brechungsindex war nicht festzustellen. Die ermittelte Temperaturänderung des reellen Brechungsindex n läßt sich gut durch folgende Parabel (Bild 3.14.1) wiedergeben:

$$n(T) = a + b \cdot T + c \cdot T^2 \quad (3.14.1)$$

$$\text{mit: } a = 1.516204$$

$$b = -7.400943\text{E-}05$$

$$c = -4.906530\text{E-}07$$

Sie ist durch die genannten Messungen im Temperaturbereich 20° - 280°C abgesichert und bezieht sich auf den Fall von flüssigem Kerosin mit konstantgehaltener Original-Zusammensetzung.

Faith et al. (1971) haben den reellen Brechungsindex für 'Jet A' bei zwei Temperaturen gemessen (keine Angabe der Wellenlänge λ): $n(15^\circ\text{C}) = 1.4561$, $n(20^\circ\text{C}) = 1.4542$. Aus obiger Funktion $n(T)$ erhält man 1.4541 bzw. 1.4523. Die Abweichungen liegen bei 0.13 %.

Drallmeier u. Peters (1990) haben Messungen an flüssigem Isooktan zwischen 23°C und 80°C bei einer Wellenlänge von $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ (im infraroten Bereich) angestellt. Ein Vergleich mit der ermittelten Temperaturabhängigkeit $n(T)$ für Kerosin nach Gl. 3.14.1 ist allerdings nur begrenzt aussagekräftig, da Gl. 3.14.1 für den Bereich des sichtbaren Lichts gilt, und im infraroten Bereich eine starke Abhängigkeit des reellen Brechungsindex von der Wellenlänge auftritt (siehe unten). Der Vergleich ergibt: $n(23^\circ\text{C})_{\text{Kerosin}} = 1.451$, $n(23^\circ\text{C})_{\text{Isooktan}} = 1.440$, $n(80^\circ\text{C})_{\text{Kerosin}} = 1.429$, $n(80^\circ\text{C})_{\text{Isooktan}} = 1.406$. Weitere Literaturangaben zur Temperaturabhängigkeit des reellen Brechungsindex von Kohlenwasserstoffen über einen nennenswerten Temperaturbereich sind mir nicht bekannt.

Rossini et al. (1947) geben für eine große Zahl reiner Kohlenwasserstoffverbindungen (bis C_{10}) den reellen Brechungsindex bei 20°C und 25°C für eine Wellenlänge $\lambda = 589.26 \text{ nm}$ (gelbe Natrium-D-Linie) an. Für dieselben beiden Temperaturen geben sie außerdem die spezifische Dispersion $(n(\lambda = 486.13 \text{ nm}) - n(\lambda = 656.28 \text{ nm}))/\rho_{\text{liq}}$ nebst dem Zahlenwert der Dichte ρ_{liq} an. Alle ihre Angaben beziehen sich auf mit Luft gesättigte flüssige Kohlenwasserstoffe bei 1 atm. Aus den Angaben zur Dispersion erhält man beispielsweise für die Paraffine n-Heptan (C_7H_{16}) und n-Nonan (C_9H_{20}) bei 20°C den Wert $dn/d\lambda = -3.95\text{E-}05 \text{ 1/nm}$ bzw. $-4.14\text{E-}05 \text{ 1/nm}$. Für das Cycloparaffin Äthylcyclohexan (C_8H_{16}) erhält man $-4.51\text{E-}05 \text{ 1/nm}$, und für das aromatische 1,2,4-Trimethylbenzol (C_9H_{12} , s. Anhang 4) den Wert $-9.16\text{E-}05 \text{ 1/nm}$. Bei Übergang von 20° auf 25°C nehmen diese Werte betragsmäßig um etwa 0.6 % ab. Im Bereich des sichtbaren Lichts ist die Wellenlängenabhängigkeit des reellen Brechungsindex relevanter Kerosinkomponenten also sehr gering.

Anders als beim sichtbaren Licht ist im infraroten Bereich eine starke Abhängigkeit des reellen Brechungsindex als auch der Absorptionszahl von der Wellenlänge festzustellen: Tuntomo et al. (1992) geben spektrale Meßwerte des reellen Brechungsindex und der Absorptionszahl für flüssiges Heptan (C_7H_{16}) und Dekan ($\text{C}_{10}\text{H}_{22}$) bei 298 K als Funktion der Wellenlänge $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$ bis $15 \mu\text{m}$ in Abständen von $0.2 \mu\text{m}$ an. Es zeigte sich, daß der reelle Brechungsindex in diesem Infrarot-Wellenlängenbereich für beide Stoffe zwischen 1.1 und 1.8 fluktuiert. Die Absorptionszahl fluktuiert hierbei sogar um 3 Zehnerpotenzen. Wegen

der größeren Anzahl von (im Infraroten stark absorbierenden) C-H-Bindungen ist hierbei die Absorptionszahl des Dekan in den Absorptionsbanden bei gleicher Wellenlänge größer als die des Heptan. Der Maximalwert der Absorptionszahl tritt bei beiden Stoffen bei $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ auf¹ und beträgt bei Dekan 0.225 und bei Heptan 0.137. Der reelle Brechungsindex bei dieser Wellenlänge beträgt 1.72 (Dekan) bzw. 1.73 (Heptan).

Im Bereich des sichtbaren Lichts kommt es dagegen kaum zu einer Anregung von Freiheitsgraden der Moleküle des Kerosins durch die einfallende Strahlung, was sich in den sehr geringen Absorptionszahlen der Messungen von Fitzky u. Bohn (1995) ausdrückt: Die Absorptionszahl hat dort bei 20°C den Wert 5.E-07, steigt mit der Temperatur zunehmend stärker an und erreicht bei 280°C den Wert 1.7E-06. Dies gilt für Kerosin mit Original-Zusammensetzung. Der Einfluß von Zusammensetzungsänderungen ist erheblich größer als beim reellen Brechungsindex. Eine Anreicherung an höhersiedenden Bestandteilen infolge selektiver Verdunstung erhöht die Absorptionszahl. Der Druckeinfluß auf die Absorptionszahl war gering und kann vernachlässigt werden.

3.15 Elektrische Eigenschaften des flüssigen Kraftstoffs

In CRC (1983, S. 66) wird die Dielektrizitätszahl² ϵ/ϵ_0 ('dielectric constant') bei einer Frequenz von 400 Hz für 'Jet A, Jet A-1, JP-8' im Temperaturbereich von -40°C bis 80°C angegeben. Die Dielektrizitätszahl nimmt dort linear mit der Temperatur ab und läßt sich wiedergeben durch:

$$\epsilon/\epsilon_0 = 2.538 - 0.001408 \cdot T \quad (3.15.1)$$

Dieser Verlauf stimmt gut mit den Werten von Hadaller u. Momenty (1990) überein, die die Dielektrizitätszahl für 28 Jet A-1-Proben bei vier Temperaturen von 4°C bis 21°C einzeln angeben.

Barnett u. Hibbard (1956, S. 26) geben die Dielektrizitätszahl ebenfalls bei 400 Hz für verschiedene Flug- und Dieselmotorkraftstoffe (jedoch nicht für Jet A-1) und Temperaturen bis 93°C an. Die Temperaturverläufe sind auch dort linear. Für JP-5 ergibt sich danach etwa dieselbe Steigung wie nach obiger Formel, jedoch geringfügig höhere Zahlenwerte.

Flüssige Flugkraftstoffe sind nahezu elektrische Nichtleiter. Bei Raumtemperatur liegt ihre elektrische Leitfähigkeit ('electrical conductivity') in der Größenordnung von 1 bis 4 pS/m (1 pS = 1 pico Siemens = $1\text{E-}12 \Omega^{-1}$). Dies bringt potentiell die Gefahr einer Selbstzündung infolge elektrostatischer Aufladung mit sich, z.B. beim Betanken, wo es zu Entladungen unter Funkenbildung kommen kann. Deshalb werden Flugkraftstoffe mit Zusätzen ('static dissipator additive', s. Strauss (1985, S. 209))³ versehen, die die elektrische Leitfähigkeit bei Raumtemperatur um zwei Größenordnungen erhöhen. Die Spezifikation für Jet A-1 fordert eine Leitfähigkeit im Bereich 50 - 450 pS/m bei Temperatur der Auslieferung. In Analysenberichten (FBG (1995-96)) von sieben verschiedenen Jet A-1-Chargen für die DLR in Köln sind Zahlenwerte von 210 bis 285 pS/m bei unterschiedlichen Meßtemperaturen von

¹ vgl. die Wellenlänge der Messungen von Drallmeier u. Peters.

² Diese Größe wird auch relative Dielektrizitätskonstante genannt und ist das Verhältnis der Dielektrizitätskonstante ϵ des Mediums zu der des leeren Raumes ϵ_0 .

³ Einem Analysenbericht einer Jet A-1-Charge für die DLR in Köln (Shell (1993)) entnimmt man beispielsweise den Zusatz eines solchen Additives in einer Konzentration von 1.42 mg/Liter.

8° bis 26°C angegeben. Ein Diagramm in CRC (1983, S. 68) zeigt im Bereich -30° bis +30°C quantitativ das zunehmend stärkere Anwachsen der elektrischen Leitfähigkeit von Flugkraftstoffen mit steigender Temperatur.

3.16 Thermische Zersetzung des flüssigen Kraftstoffs

Als gängige Prüfapparatur zur vergleichenden Analyse der thermischen Stabilität von Flugkraftstoffen ist der 'Jet Fuel Thermal Oxidation Tester' (JFTOT) nach ASTM D3241 in Gebrauch (s. Faith et al. (1971, S. 39-41) sowie Gardner u. Whyte (1990, S. 136-139)). Auch die Spezifikation ASTM D1655 für Jet A und Jet A-1 schreibt ihn als den Test auf thermische Stabilität vor. Hierbei strömt der Kraftstoff bei einem Druck von 34.5 bar langsam durch ein beheiztes Rohr und einen Filter (kein Kreislauf). Bei einer vorgegebenen maximalen Temperatur der Rohrwand von 260°C darf nach 150 min Versuchsdauer der Druckabfall über den Filter als Maß für die gebildeten Ablagerungen einen Grenzwert nicht überschreiten. Außerdem erfolgt eine visuelle Beurteilung des Aussehens der Ablagerungen im Rohr nach einem Code ('code rating'). Oft wird die Untersuchung dahingehend verändert, daß die maximale Rohrwandtemperatur als Parameter betrachtet wird, der soweit erhöht wird, bis der Kraftstoff die geforderten Bedingungen nicht mehr erfüllt. Die Rohrwandtemperatur, bei der das schließlich auftritt, wird 'break point temperature' genannt.

Aus dieser kurzen Beschreibung wird deutlich, daß die JFTOT-Prüfmethode nur vergleichende Bedeutung hat. In der Literatur findet man daher eine Vielzahl von experimentellen Arbeiten, die die thermische Stabilität in individuellen Versuchsanordnungen untersuchen. Darin wird meist die Menge der gebildeten Ablagerungen bzw. ausgefilterter nichtlöslicher Partikel oder der noch vorhandene Gehalt an gelöstem Sauerstoff als Funktion der Zeit (Minuten bis Stunden) oder der Lauflänge ermittelt. Hierbei werden Parameter wie Wand- und Kraftstofftemperatur, Aufenthaltszeit (Massenstrom), Gehalt an ursprünglich gelöstem Sauerstoff, Wandmaterial, Kraftstoffcharge, Verunreinigungen und Additive variiert.

Im folgenden sollen nur einige grundlegende Ergebnisse mitgeteilt werden und auf Literaturstellen verwiesen werden, die für einen schnellen Einstieg in die Materie geeignet sind. Zunächst sei auf die kurzen Kapitel über Kraftstoff-Stabilität in CRC (1983, S. 98-103) und Gardner u. Whyte (1990, S. 128-139) hingewiesen. Besonders geeignet erscheint mir der informative Beitrag von Edwards u. Atria (1997), der auch viele Hinweise auf weitere einschlägige Literaturstellen enthält.

Da die thermische Zersetzung von Düsenkraftstoffen stark temperaturabhängig ist, ist es in der Luftfahrt allgemeine Praxis, Kraftstofftemperaturen auf 160°C zu begrenzen (Edwards u. Atria (1997)). Nach einer persönlichen Mitteilung von Hassa (1997) halten die Gasturbinenhersteller eine Höchstgrenze der Kraftstofftemperatur im Kraftstoffpfad bis zur Zerstäubung von 480 K (207°C) ein. Das Problem hoher Kraftstofftemperaturen stellt sich insbesondere bei Fluggasturbinen, wo der flüssige Kraftstoff zur Ölrückkühlung benutzt wird, bevor er zur Zerstäubung gelangt.

Abhängig vom Temperaturbereich läßt sich die thermische Zersetzung zwei unterschiedlichen Gruppen zuordnen: Ab etwa 150°C kommt es zu Oxidationsreaktionen mit dem im Kraftstoff gelösten Luftsauerstoff ('thermal oxidation', 'autoxidation'). Bei höheren Temperaturen ab etwa 480°C setzen Pyrolysereaktionen der Kohlenwasserstoffe ein. Diese Angaben stammen aus Edwards u. Atria (1997).

Heneghan et al. (1995, S. 120) stellen fest: 'jet fuels are known to degrade by thermal-oxidative pathways at temperatures approaching 450 K for times in the neighbourhood

of tens of seconds.' Chin et al. (1991) merken in ihrer informativen Arbeit an: 'At fuel temperatures higher than around 700 K, fuel pyrolysis starts to influence deposition rates and, with further increase in fuel temperature, the reaction mechanism gradually changes from oxidation-controlled to pyrolysis-controlled which causes the rate of deposition to decline.'

Die starke Temperaturabhängigkeit der Oxidationsreaktionen demonstrieren Jones et al. (1995, S. 129), die für Jet A in ihrer Apparatur bei 205°C Kraftstofftemperatur und 24 bar nach 2.5 min Aufenthaltszeit einen vollständigen Verbrauch des Sauerstoffs im ursprünglich bei Raumtemperatur mit Sauerstoff gesättigten Kraftstoff feststellen. Dagegen finden sie bei 165°C nach 18 min immer noch 68 % des ursprünglichen Sauerstoffgehalts. In einer späteren Arbeit (Balster u. Jones (1997)) zeigen dieselben Verfasser einen starken Einfluß der verschiedenen Kraftstoffchargen: Die darunter befindlichen 5 Jet A -Chargen zeigten in der genannten Apparatur bei 185°C einen vollständigen Verbrauch des gelösten Sauerstoffs nach 6 - 15 min. Bei der anschließend jeweils ermittelten Menge an unlöslichen Reaktionsprodukten ergaben sich Werte für die Jet A -Chargen zwischen 0.6 und 8 µg/ml. Bei einer Temperaturerhöhung müssen die ablaufenden Oxidationsreaktionen nicht notwendig zu einer Erhöhung der Menge an unlöslichen Produkten führen: Eine Erhöhung der Versuchstemperatur auf 225°C ergab unlösliche Reaktionsprodukte der Jet A -Chargen zwischen 0.9 und 1.6 µg/ml, also teils eine drastische Verringerung, teils eine leichte Erhöhung.

Chin et al. (1991) untersuchen kritisch den Einfluß von Kraftstoff- und Rohrwand-Temperatur auf die thermische Oxidation des Kraftstoffs. Darüberhinaus fanden sie eine Zunahme der Ablagerungen mit steigendem Aromatengehalt der Kraftstoffe, der 20 %, 30 % und 48 % betrug (zum Vergleich: Jet A-1 hat einen Aromatengehalt von meist 14 - 20 Vol.%, s. Kap. 2.2).

Das Ausmaß der Oxidationsreaktionen hängt wesentlich vom Gehalt an gelöstem Sauerstoff ab, den der Kraftstoff im Tank aufgenommen hat. Balster u. Jones (1997) skizzieren den globalen Oxidationsmechanismus. Spuren gelöster metallischer Verbindungen im ppb-Bereich (besonders ungünstig ist Kupfer), die teils aus dem Rohöl stammen, teils durch Reaktion mit metallischem Wandmaterial entstanden sind, begünstigen die Kraftstoffoxidation deutlich. Sie wirken katalytisch auf die Oxidationsreaktionen, insbesondere deren Startreaktionen zwischen freien Radikalen. Entsprechend hat auch das Metall der Rohrwandung Einfluß. Faith et al. (1971, S. 17-23) vergleichen die Bildung von Ablagerungen an 14 verschiedenen metallischen Rohrwandmaterialien im JFTOT bei 210°C Kraftstofftemperatur und luftgesättigtem Jet A. CRC (1983, S. 100) baut offensichtlich u.a. auf der Arbeit von Faith auf und gibt eine Reihe von günstigen und ungünstigen Metall-Wandmaterialien an. Als Metalle mit wenig oder keinem Einfluß auf die thermische Stabilität des Kraftstoffs werden in CRC genannt: '446 stainless steel, 6061 aluminium, nickel 200, 316 stainless steel, Inconel 600, Hastelloy C.' Besonders ungünstig sind Kupfer und Kupferlegierungen.

Die Arbeit von Kauffman (1997) untersucht den Einfluß von Schwefelverbindungen im Kraftstoff auf das thermische Oxidationsverhalten von Jet A und Jet A-1. Er findet einen deutlichen Anstieg unlöslicher Reaktionsprodukte bei Anwesenheit oxidierbarer Schwefelverbindungen (Merkaptane, Sulfide, Disulfide) und gibt einen globalen Reaktionsmechanismus an, welcher die Rolle der Schwefelverbindungen bei der thermischen Kraftstoffoxidation und der Bildung von Ablagerungen und nichtlöslicher Partikel zu erklären versucht.

Die Bildung von Ablagerungen infolge thermischer Kraftstoffoxidation wird als 'fouling' (im Gegensatz zum 'coking' bei der Pyrolyse) bezeichnet. Auch für die Bildung fester Oxidationsprodukte, die sich nicht auf Oberflächen abgesetzt haben, findet man die Bezeichnung 'fouling'. Man spricht dann von 'bulk fouling' im Unterschied zum 'surface fouling'. An Ablagerungen durch 'fouling' findet man z.B. Harze ('gum') und lackartige Schichten. Wie die Arbeiten von Zabarnick u. Whitacre (1997), Heneghan et al. (1995) und Edwards u. Atria

(1997) zeigen, lassen sich diese Ablagerungen durch Zusätze von 'metal deactivator additives' (kompensieren die Wirkung gelöster Metallverbindungen) und 'detergent/dispersant additives' (welche gebildete Partikel in der Schwebe halten) verringern, wohingegen 'antioxidant additives', die die Langzeitstabilität des Kraftstoffs im Tank verbessern, im Bereich der thermischen Oxidation wenig hilfreich sind. Eine kurze Übersicht über die verschiedenen Arten von Additiven für Düsenkraftstoffe gibt Strauss (1985, S. 208).

Nach Edwards u. Atria (1997) ist bei Einsetzen der Pyrolysereaktionen (Cracken der Kohlenwasserstoffe) im allgemeinen kein gelöster Sauerstoff mehr vorhanden. Dennoch zeigt sich auch bei der Pyrolyse eine starke Abhängigkeit vom ursprünglichen Sauerstoffgehalt in Folge der Reaktionsprodukte der vorausgegangenen Oxidationsreaktionen: 'pyrolytic behaviour is quite different from thermal-oxidative behavior. For example, fuel deoxygenation often increases pyrolytic deposition. Thus, it appears that the oxidation products act as a deposit suppresser, at least for pure hydrocarbons' (Edwards u. Atria (1997, S. 7)). Hier muß jedoch hervorgehoben werden, daß dieser Effekt in der Arbeit von Edwards (Fig. 1 auf S. 2) für Jet A nur im Rohrbereich, wo die Verkokung einsetzte, auftrat. Weiter stromab war die lokale Bildung von Ablagerungen gegenüber dem Fall mit deoxygeniertem Kraftstoff dann wesentlich erhöht. Die Untersuchung (s. u.) von Faith et al. (1971, Fig. 40+41) scheint dies zu bestätigen.

Die n- und Iso-Paraffine zeigen nach Edwards u. Atria (1997, S. 4) die größte Neigung zu thermischem Cracken, gefolgt von den Cycloparaffinen und den Aromaten. Als Folge der Pyrolyse kommt es neben der Bildung gasförmiger Produkte und fester Partikel vor allem zu Verkokungen ('coking') von Oberflächen in Form von Ruß mit fadenförmiger, amorpher oder graphitischer Struktur. Die Menge dieser Ablagerungen steigt bei gegebener Aufenthaltszeit exponentiell mit der Kraftstofftemperatur. Die Verfasser geben ein globales Reaktionsschema für den Pyrolyse- und Verkokungsmechanismus an. Anders als bei der thermischen Oxidation wurde bisher durch Zusatz von Additiven in vertretbarer Menge keine Verringerung der Verkokung erreicht. Als wirksames Mittel gegen Verkokung kann Edwards daher nur auf die Verwendung inerter Beschichtungen ('silica coating') auf der Metalloberfläche hinweisen, sofern konstruktive Änderungen des Kraftstoffpfades zur Absenkung der Kraftstofftemperatur nicht möglich sind.

Die bereits genannte Untersuchung von Faith et al. (1971) befaßt sich unter anderem mit der Bildung von Verkokungen in mit flüssigem Jet A durchströmten, beheizten Rohren im Pyrolyse-Temperaturbereich. Wie zu erwarten, hatte die Rohrtemperatur wesentlichen Einfluß auf die Bildung der Ablagerungen. In zwei 100-Stunden-Tests (kein Kreislauf) zeigte sich eine über die Lauflänge gemittelte deutlich höhere Verkokung der Rohre bei Verwendung von anfänglich mit Luft gesättigtem Kraftstoff (Jet A) gegenüber der Verwendung von deoxygeniertem¹ Kraftstoff. Ein Einfluß dreier verschiedener Rohrmaterialien (Hastelloy C, 316 stainless steel, L-605) auf die Verkokung der Rohre in 20-Stunden-Versuchen mit deoxygeniertem Jet A war nicht klar erkennbar: 'Results for various metals did not indicate that materials have different effects on coke formation' (S. 28). Die Koksablagerungen hatten eine Dichte zwischen 400 und 600 kg/m³ und eine Wärmeleitfähigkeit zwischen 0.19 und 0.95 W/m K. Diese Werte wurden überschlägig bestimmt (S. 31) und sind daher sehr grob.

¹ Durch die Verwendung von deoxygeniertem Kraftstoff (also Kraftstoff, bei dem der in ihm gelöste Sauerstoff vor Beginn der thermischen Beanspruchung entfernt wurde) unterbleibt die thermische Oxidation des Kraftstoffs.

3.17 Löslichkeit von Wasser im flüssigen Kraftstoff

Abgesehen von den Angaben in API (1976), die weiter unten behandelt werden, geben alle im folgenden angegebenen Literaturstellen zur Löslichkeit von Wasser in Kerosin den Gleichgewichts-Massen- oder -Molanteil des gelösten Wassers im flüssigen Kerosin für den Fall an, daß das mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht stehende Gas mit Wasserdampf gesättigt ist. Die verschiedenen Literaturstellen zeigen, daß die Löslichkeit von Wasser in flüssigen Kohlenwasserstoffen bei Umgebungsdruck mit der Temperatur stark zunimmt, jedoch gering ist. Smith (1970, S. 147) merkt an, daß die Wasserlöslichkeit auch mit zunehmendem Aromatengehalt sowie mit abnehmendem Wasserstoff/Kohlenstoff-Verhältnis des Kraftstoffs steigt. In API (1976, S. 9-1 und 9-10) findet sich folgender Hinweis (hier leicht zusammengefaßt): 'Small amounts of impurities or minor components can seriously alter the solubility characteristics of a mixture. In particular, if small amounts of aromatics (which have a relatively strong affinity for water), olefins or diolefins are added to a pure paraffin, the ability of the solution to dissolve water will be increased more than would be predicted from a molar average solubility for the hydrocarbons.' Dies erklärt die relativ große Streuung der Literaturangaben zur Löslichkeit von Wasser in Kerosinen.

Gardner u. Whyte (1990, S. 142) geben für drei JP-5-artige 'high flash point'-Kerosine den Gleichgewichts-Massenanteil y des gelösten Wassers im flüssigen Kraftstoff jeweils für 10°, 25° und 40°C an. Barnett u. Hibbard (1956, S. 26) geben in einem Diagramm für zwei nicht näher spezifizierte Kerosine und drei weitere Kraftstoffe (die 'wide-cut fuels' JP-3, JP-4 sowie gasoline) entsprechende Kurven $y(T)$ im Temperaturbereich 257 - 357 K an. Die Kurven für die zwei Kerosine sind stark unterschiedlich. Bei Smith (1970, S. 146) findet sich eine Kurve der maximalen Löslichkeit von Wasser in 'kerosine' im Temperaturbereich -8° bis +67°C. In CRC (1983, S. 95) ist für Jet A, Jet A-1, JP-5, JP-8, JP-7 der Verlauf des Gleichgewichts-Molanteils von im Kraftstoff gelöstem Wasser im Temperaturbereich von 263 - 373 K angegeben. Auch hier gilt der Kurvenverlauf für den Fall, daß das Gas mit Wasserdampf gesättigt ist. Aus diesem Verlauf erhält man jedoch nach Umrechnung mittels Gl. 3.17.3 Massenanteile, die um eine Größenordnung unter den Werten der anderen genannten Literaturstellen liegen. Die CRC-Kurve erscheint mir daher fragwürdig, deshalb betrachte ich nur die insgesamt sechs Kurvenverläufe von Kerosinen der anderen drei Literaturstellen von Gardner u. Whyte, Barnett u. Hibbard sowie Smith. Diese Literaturstellen zur Löslichkeit von Wasser machen keine Angaben zum Druck, doch dürften die Angaben mit großer Wahrscheinlichkeit für Umgebungsdruck gelten. Die angegebenen Verläufe lassen sich im $\log y - 1/T$ -Diagramm jeweils durch eine Gerade wiedergeben, allerdings streuen die Werte stark: bei 0°C erhält man einen Wert für den Massenanteil y des maximal gelösten Wassers im Kerosin, der zwischen 16.8E-06 und 36.9E-06 liegt (CRC-Wert: 2.9E-06). Bei 60°C liegt der Wert zwischen 155.E-06 und 375.E-06 (CRC-Wert: 17.3E-06). Durch Wahl zweier Stützwerte $y(273.15\text{ K}) = 30.E-06$ und $y(333.15\text{ K}) = 271.E-06$ lege ich eine mittlere Gerade fest, die sich auch gut in die Bandbreite aller gezeigten Verläufe des Diagramms von Barnett u. Hibbard einfügt, und sich wiedergeben läßt durch:

$$y_{\text{H}_2\text{O in Jet A}} = \exp\left(1.806303 - \frac{3338.061}{T}\right) \quad (3.17.1)$$

Dies ist die von mir befürwortete Beziehung für den Gleichgewichts-Massenanteil des gelösten Wassers im flüssigen Jet A-1 bei Umgebungsdruck für den Fall, daß das mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht stehende Gas mit Wasserdampf gesättigt ist (d.h. der Partialdruck des Wasserdampfes $p_{\text{H}_2\text{O}}$ ist gerade der Dampfdruck des Wassers $p_{\text{S H}_2\text{O}}$ bei der gegebenen Temperatur).

Bei idealer Gasphase und im Grenzfall großer Verdünnung des gelösten Stoffes in der Flüssigkeit gilt das Henry'sche Gesetz (siehe z. B. Schmidt et al. (1977, S. 52)), woraus folgt, daß im Gleichgewicht der Molanteil des in der Flüssigkeit gelösten Stoffes (hier das Wasser) proportional seinem Partialdruck p_{H_2O} in der Gasphase ist. Dies läßt sich z.B. dazu benutzen, den aus obiger Formel erhaltenen Wert umzurechnen auf den (niedrigeren) Gleichgewichts-Massenanteil für den Fall, daß das mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht stehende Gas nicht mit Wasserdampf gesättigt ist. Man benötigt hierzu also nur die Angabe der relativen Feuchte ($p_{H_2O} / p_{S H_2O}(T)$). Im Gültigkeitsbereich des Henry'schen Gesetzes hat der Druck p nur über den Partialdruck p_{H_2O} ($= x_{H_2O \text{ im Gas}} \cdot p$) Einfluß auf die Löslichkeit. Daraus folgt insbesondere eine Proportionalität des Gleichgewichts-Molanteils des gelösten Wassers im Kerosin mit dem Druck, solange die Zusammensetzung des Gases konstant ist. Für Drücke, die nicht mehr klein gegenüber dem kritischen Druck des Jet A-1 sind, sei auf die Ergebnisse von Hsieh et al. (1991) verwiesen, auf die in Kap. 3.18 eingegangen wird.

Molanteil und Massenanteil sind verknüpft durch:

$$X_{H_2O \text{ in JetA}} = \frac{Y_{H_2O \text{ in JetA}}}{M_{H_2O} \cdot \left(\frac{Y_{H_2O \text{ in JetA}}}{M_{H_2O}} + \frac{(1 - Y_{H_2O \text{ in JetA}})}{M_{\text{JetA}}} \right)} \quad (3.17.2)$$

$$\text{bzw. } Y_{H_2O \text{ in JetA}} = \frac{X_{H_2O \text{ in JetA}} \cdot M_{H_2O}}{X_{H_2O \text{ in JetA}} \cdot M_{H_2O} + (1 - X_{H_2O \text{ in JetA}}) \cdot M_{\text{JetA}}} \quad (3.17.3)$$

Die folgende Tabelle zeigt die Gleichgewichts-Massen- bzw. -Molanteile des gelösten Wassers in flüssigem Jet A-1 berechnet nach Gl. 3.17.1 und 3.17.2 für den Fall einer mit Wasserdampf gesättigten Gasatmosphäre bei Umgebungsdruck:

	max. Löslichkeit von Wasser in flüssigem Jet A-1 bei mit Wasserdampf gesättigter Gasatmosphäre bei Umgebungsdruck nach Gl. 3.17.1 und 3.17.2	
	$Y_{H_2O \text{ in JetA}}$	$X_{H_2O \text{ in JetA}}$
T = 253.15 K	11.4E-06	106.1E-06
T = 273.15 K	30.0E-06	278.6E-06
T = 293.15 K	69.1E-06	641.0E-06
T = 313.15 K	142.9E-06	1325.7E-06
T = 333.15 K	271.0E-06	2511.2E-06
T = 353.15 K	478.0E-06	4421.7E-06
T = 373.15 K	793.3E-06	7319.4E-06

Wegen der großen Streuung zwischen den einzelnen Literaturangaben sind für die Zukunft Messungen der Löslichkeit an 'typischem' Jet A-1 wünschenswert. Allerdings sind die Absolutwerte der Löslichkeit gering: Unter den genannten Randbedingungen sind selbst bei 100°C maximal 0.8 g Wasser in 1 kg Jet A-1 löslich. Die Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit bedeutet eine Freisetzung von Wassertröpfchen bei einer Temperaturabsenkung des flüssigen Kraftstoffs.

In API (1976, S. 9-15) wird die Löslichkeit von Wasser in flüssigem 'kerosine' (sowie weiteren technischen Rohölderivaten) unter etwas anderen Randbedingungen angegeben: Es wird der Fall des Gleichgewichts zweier flüssiger Phasen betrachtet: flüssiges Kerosin mit gelöstem Wasser darin steht in Kontakt mit einer relativ kleinen Menge¹ flüssigen Wassers mit gelöstem Kerosin darin. Die Löslichkeitskurve des Wassers im Kerosin ist als Gerade in einem $\log x - 1/T$ -Diagramm dargestellt und läßt sich wiedergeben durch:

$$X_{H_2O \text{ in JetA}} = \exp \left(6.239333 - \frac{4010.173}{T} \right) \quad (3.17.4)$$

Dieser Kurvenverlauf, für den eine Genauigkeit von $\pm 5\%$ angegeben wird, stützt sich auf Meßwerte bis 507°F (= 537 K) und 780 psia (= 53.8 bar). Bezüglich der Druckabhängigkeit wird angemerkt (API (1976, S. 9-16)): 'The solubility data presented can be used at all pressures above those which would cause appreciable vaporization of the hydrocarbon solvent. The curves are not reliable for pressures low enough to cause the more volatile components of the hydrocarbon mixtures to vaporize.' Die folgende Tabelle zeigt einige mittels Gl. 3.17.4 berechnete Löslichkeitswerte. Sie liegen etwa im Bereich der Tabellenwerte (s. o.) nach Gl. 3.17.1, zeigen jedoch eine stärkere Zunahme mit der Temperatur.

	Löslichkeit von Wasser in flüssigem Kerosin im Flüssig-Flüssig-Gleichgewicht nach Gl. 3.17.4 und 3.17.3	
	$Y_{H_2O \text{ in JetA}}$	$X_{H_2O \text{ in JetA}}$
T = 273.15 K	23.2E-06	215.6E-06
T = 293.15 K	63.2E-06	587.1E-06
T = 313.15 K	151.6E-06	1406.6E-06
T = 333.15 K	327.6E-06	3034.2E-06
T = 353.15 K	649.4E-06	5999.3E-06
T = 373.15 K	1199.4E-06	11.03E-03
T = 423.15 K	4380.7E-06	39.26E-03
T = 473.15 K	12.72E-03	106.87E-03
T = 523.15 K	32.93E-03	240.24E-03

3.18 Löslichkeit von Gasen im flüssigen Kraftstoff

In CRC (1983, S. 88-93) wird der sog. Ostwald-Koeffizient β für die Löslichkeit von Luft, O_2 , N_2 und CO_2 in flüssigem 'Jet A, Jet A-1, JP-8' im Temperaturbereich -20°C bis 160°C bei niedrigem Druck durch je einen Kurvenverlauf angegeben. Wie in Kap. 3.17 bereits erwähnt, hängt die Löslichkeit jedoch auch noch vom Partialdruck des zu lösenden Gases über der Lösung ab. Der Ostwald-Koeffizient bezieht sich auf den Fall, daß der Partialdruck 1 atm

¹ Durch die Begrenzung auf eine relativ kleine Menge Wasser können nur kleine Mengen des Kerosins in die wasserreiche Phase übergehen, wodurch vermieden wird, daß es dabei zu einer merklichen Zusammensetzungsänderung des Kerosins in der kerosinreichen Phase infolge der unterschiedlichen Wasserlöslichkeit der einzelnen Kohlenwasserstoffe im Kerosin kommt.

beträgt. Er ist dann definiert als das Volumen, welches die im flüssigen Lösungsmittel gelöste Gasmenge im Gaszustand bei diesem Partialdruck und der Temperatur der Lösung annehmen würde, dividiert durch das Volumen des flüssigen Lösungsmittels bei dieser Temperatur.

In Barnett u. Hibbard (1956, S. 23-24, 114+116) finden sich ebenfalls Angaben des Ostwald-Koeffizienten für die genannten Gase bis etwa 60°C. Danach liegt β für die Löslichkeit von CO_2 in 'kerosene' etwa 15 % unter den CRC-Werten, die Angaben für die Löslichkeit von Luft in 'petroleum fractions' (ausgewertet für eine 'specific gravity' von 0.81 (Gl. 3.10.1)) liegen 5 % unter den CRC-Werten.

Die Ostwald-Koeffizienten von Luft, O_2 und N_2 in Jet A-1 steigen mit der Temperatur an. Im Unterschied dazu fällt die Löslichkeit von CO_2 mit der Temperatur und ist auch wesentlich größer. Die nachfolgende Tabelle gibt neben einigen CRC-Zahlenwerten für β auch die daraus errechneten Massen- und Molanteile des gelösten Gases im flüssigen Jet A-1 wieder. Den Massenanteil erhält man aus der Definition von β unter Zuhilfenahme des idealen Gasgesetzes (Index °) für Luft bzw. CO_2 und der Formel für die Dichte des flüssigen Jet A-1 (Gl. 3.10.3 und 3.10.5) durch folgende Beziehung:

$$y_{\text{gas in JetA}} = \frac{b}{1+b} \quad (3.18.1)$$

$$\text{wobei } b \left(:= \frac{m_{\text{gas}}}{m_{\text{JetA liq}}} \right) = \beta \cdot \frac{\rho_{\text{gas}}^{\circ}(T, p = 1 \text{ atm})}{\rho_{\text{JetA liq}}(T)}$$

	max. Löslichkeit von Luft bzw. CO_2 in flüssigem Jet A-1 bei einem Luft- bzw. CO_2 - Partialdruck von 1 atm in der Gasatmosphäre bei niedrigem Druck					
	$\beta_{\text{Air in JetA}}$	$y_{\text{Air in JetA}}$	$x_{\text{Air in JetA}}$	$\beta_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}}$	$y_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}}$	$x_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}}$
T= 253.15 K	0.111	0.1852E-03	1.069E-03	1.71	4.317E-03	16.217E-03
T= 293.15 K	0.151	0.2257E-03	1.302E-03	1.18	2.673E-03	10.087E-03
T= 333.15 K	0.191	0.2610E-03	1.506E-03	0.926	1.920E-03	7.259E-03
T= 373.15 K	0.227	0.2885E-03	1.664E-03	0.770	1.485E-03	5.622E-03
T= 413.15 K	0.255	0.3056E-03	1.763E-03	0.664	1.208E-03	4.578E-03
T= 433.15 K	0.266	0.3111E-03	1.795E-03	0.628	1.115E-03	4.227E-03

Die Umrechnung der Löslichkeit auf andere Partialdrücke kann leicht mittels des Henry'schen Gesetzes durchgeführt werden, wie es bei der Löslichkeit von Wasser bereits beschrieben wurde: Man multipliziert einfach den Molanteil des gelösten Stoffes im flüssigen Jet A-1 beim alten Partialdruck mit dem Verhältnis aus neuem Partialdruck zu altem Partialdruck und erhält den Molanteil bei dem neuen Partialdruck.

Rechnet man damit beispielsweise auf einen Partialdruck um, der gerade der Dampfdruck von Wasser bei der gegebenen Temperatur ist, so sind die Werte direkt mit den in Kap. 3.17 angegebenen Tabellenwerten nach Gl. 3.17.1 und 3.17.2 für die Löslichkeit von Wasser vergleichbar.

$$\text{Dann erhält man bei } 20^{\circ}\text{C} : x_{\text{Air in JetA}} / x_{\text{H}_2\text{O in JetA}} = 30.03\text{E-06} / 641.0\text{E-06} = 0.047$$

$$x_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}} / x_{\text{H}_2\text{O in JetA}} = 232.65\text{E-06} / 641.0\text{E-06} = 0.363$$

$$\text{und bei } 100^{\circ}\text{C} : x_{\text{Air in JetA}} / x_{\text{H}_2\text{O in JetA}} = 1664.\text{E-06} / 7319.4\text{E-06} = 0.227$$

$$x_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}} / x_{\text{H}_2\text{O in JetA}} = 5622.\text{E-06} / 7319.4\text{E-06} = 0.768$$

Bei vorgegebenem (niedrigen) Druck ergibt sich der Partialdruck des Inertgases über der Flüssigkeit als Differenz aus dem gegebenen Druck und dem Dampfdruck des Jet A-1 (Gl. 3.4.2). Da mit steigender Temperatur der Dampfdruck des Jet A-1 steigt, sinkt entsprechend der Partialdruck des Inertgases, was nach dem Henry'schen Gesetz die Löslichkeit tendenziell zu verringern trachtet, sodaß sie schließlich bei Erreichen der Siedetemperatur des Kraftstoffs verschwindet. So erhält man für einen Druck von 1 bar nach Umrechnung aus der obigen Tabelle mittels des Henry'schen Gesetzes:

	max. Löslichkeit von Luft bzw. CO_2 in flüssigem Jet A-1 bei einer Luft-/Kraftstoffdampf- bzw. CO_2 -/Kraftstoffdampf-Gasatmosphäre bei einem Druck von $p = 1$ bar			
	$y_{\text{Air in JetA}}$	$x_{\text{Air in JetA}}$	$y_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}}$	$x_{\text{CO}_2 \text{ in JetA}}$
T= 253.15 K	0.1827E-03	1.055E-03	4.259E-03	16.001E-03
T= 293.15 K	0.2221E-03	1.281E-03	2.630E-03	9.925E-03
T= 333.15 K	0.2525E-03	1.457E-03	1.857E-03	7.024E-03
T= 373.15 K	0.2613E-03	1.508E-03	1.345E-03	5.093E-03
T= 413.15 K	0.2256E-03	1.302E-03	0.8912E-03	3.380E-03
T= 433.15 K	0.1826E-03	1.054E-03	0.6542E-03	2.483E-03
$T_s=477.95$ K	0.	0.	0.	0.

Bei Drücken, die nicht mehr klein gegenüber dem kritischen Druck sind, muß die Löslichkeit entweder aus Messungen oder rechnerisch aus der Forderung nach Gleichheit der Fugazitäten jeder Komponente sowie von Druck und Temperatur in den beiden koexistierenden Phasen (flüssiges Gemisch im Gleichgewicht mit gasförmigem Gemisch) bestimmt werden. Beides wurde von Rupprecht u. Faeth (1981) für die Löslichkeit von Luft sowie von Stickstoff (N_2) in flüssigem Jet A als auch in n-Dodekan durchgeführt. Den Rechenergebnissen lag die Soave¹-Zustandsgleichung zugrunde, wobei das Jet A als eine einheitliche Komponente des betrachteten Gemisches aus O_2 , N_2 und Jet A behandelt wurde. Die für die Berechnung der Gemischeigenschaften erforderlichen binären Interaktionskoeffizienten wurden hierzu durch Kalibrierung der Rechenergebnisse an den Messungen ermittelt.

Die folgende Tabelle zeigt einige der Ergebnisse:

¹ Die Soave-Gleichung ist eine thermische Zustandsgleichung mit drei Parametern (T_{crit} , p_{crit} und ω) wie die Lee-Kesler-Gleichung, hat jedoch einen einfacheren Aufbau. Sie zählt zu den kubischen Zustandsgleichungen, wie auch die van der Waals-Gleichung, die Redlich-Kwong-Gleichung oder die Peng-Robinson-Gleichung. Diese Zustandsgleichungen sind z.B. in Reid et al. (1987, S. 42 ff.) beschrieben. Aungier (1995) vergleicht fünf kubische Zustandsgleichungen. Unter ihnen befindet sich auch die Soave-Gleichung. Der Fortran-Code der Gleichgewichtsrechnung mit der Soave-Gleichung ist in der Arbeit von Rupprecht u. Faeth aufgeführt.

	max. Löslichkeit $x_{\text{Air in Jet A}}$ von Luft in flüssigem Jet A entnommen Rupprecht u. Faeth (1981) (Zahlenwerte ermittelt für zwei verschiedene Kraftstoffchargen. Werte bis $T = 373.15 \text{ K}$ sind Messungen, darüber Rechnungen.)			
	$p = 10.3 \text{ bar}$	$p = 20.7 \text{ bar}$	$p = 48.2 \text{ bar}$	$p = 103.4 \text{ bar}$
$T \sim 297 \text{ K}$	0.0118 (0.0139)	0.0239 (0.0289)	0.0571 (0.0707)	0.1184 (0.1512)
$T = 373.15 \text{ K}$	0.0132 (0.0150)	0.0278 (0.0312)	0.0635 (0.0733)	0.1306 (0.1540)
$T = 473.15 \text{ K}$	o.A. (o.A.)	0.029 (o.A.)	0.072 (o.A.)	0.144 (o.A.)
$T = 573.15 \text{ K}^1$	o.A. (o.A.)	0.036 (o.A.)	0.099 (o.A.)	0.203 (o.A.)

¹ Die Temperatur von 573.15 K ist die höchste Temperatur, für die noch Ergebnisse mitgeteilt wurden.

Die Tabellenwerte beziehen sich auf zwei Kraftstoffchargen 'Jet A (79)' bzw. in Klammern 'Jet A (80)'. Letztere liegt, was Dichte und Destillationskurve betrifft, deutlich näher an den Eigenschaften von 'typischem' Jet A-1 als die erste Charge. Man erkennt, daß im Bereich der Tabellenwerte der Gleichgewichts-Molanteil der gelösten Luft im flüssigen Kraftstoff etwa proportional zum Druck ist. Extrapoliert man also die Löslichkeitswerte für die beiden niedrigen Temperaturen linear von 10.3 bar auf 1 bar, so erhält man recht gute Übereinstimmung mit den weiter oben angegebenen Tabellenwerten der Löslichkeit für 1 bar.

Diese Proportionalität der Löslichkeit zum Druck gilt freilich nicht generell für alle Drücke und Temperaturen. Hsieh et al. (1991) zeigen u.a. Rechenergebnisse der Verdunstung eines n-Pentan-Tropfens in Stickstoff bei hohen Drücken, woraus sich ergibt, daß der Gleichgewichts-Molanteil von Stickstoff in flüssigem n-Pentan bei allen Temperaturen mit dem Druck deutlich zunimmt. In genügendem Abstand vom kritischen Punkt (d.h. für Drücke, die deutlich über dem kritischen Druck liegen, oder für Temperaturen, die deutlich unter der kritischen Temperatur liegen) ist diese Druckabhängigkeit in der Tat angenähert eine Proportionalität. So ergab sich beispielsweise bei 300 K und einem Druck¹ von $p/p_{\text{crit}} = 0.5$ ein Gleichgewichts-Molanteil des gelösten Stickstoffs im n-Pentan von 0.03, bei $p/p_{\text{crit}} = 1.0$ ergab sich ein Wert von 0.06 und bei $p/p_{\text{crit}} = 2.0$ der Wert 0.12. Für Drücke $p/p_{\text{crit}} \leq 1$ steigt der Gleichgewichts-Molanteil zunächst etwas mit der Temperatur an, erreicht ein flaches Maximum und fällt dann mit weiter steigender Temperatur wieder ab, um schließlich bei der jeweiligen Siedetemperatur zu verschwinden (dies deckt sich qualitativ mit den Werten in der obigen Löslichkeitstabelle von Luft in Jet A-1 bei 1 bar). Bei überkritischen Drücke $p/p_{\text{crit}} = 2$ und 3 war für alle Temperaturen ein Anwachsen der Löslichkeit mit der Temperatur festzustellen.

Für unterkritische Temperaturen und Drücke bis 40 bar dürfte die Löslichkeit von Luft in Jet A-1 einen Wert $x_{\text{Air in Jet A}} \sim 0.13$ nicht überschreiten, wie man aus einer groben Extrapolation der Löslichkeitsrechnungen von Rupprecht u. Faeth (1981, Fig. 16) auf Temperaturen über 573.15 K (der höchsten Temperatur für die noch Rechenergebnisse mitgeteilt wurden) erhält.

¹ Als Zahlenwert für p_{crit} ist hier der kritische Druck des reinen n-Pentans (33.7 bar) verwendet. Das Pentan-Stickstoff-System (Gemisch!) hat einen anderen kritischen Punkt. Darum sind hier Werte der Löslichkeit für $p/p_{\text{crit}} > 1$ möglich. Entsprechendes gilt auch für Jet A-1 - Inertgas - Gemische.

Die Untersuchung der beiden Autoren ergab ferner, daß der gemessene Gleichgewichts-Molanteil von Luft in Dodekan bei den beiden Meßtemperaturen 297 und 373 K im untersuchten Druckbereich 10-100 bar im Mittel 4 % höher lag als im Fall Luft in Jet A (80). Dagegen verringerte sich der gemessene Gleichgewichts-Molanteil des gelösten Gases im Jet A (80) um 7 bis 18 %, als man statt Luft Stickstoff verwendete. Für Gleichgewichtsrechnungen bedeutet dies, daß man den etwas höheren Rechenaufwand zur Lösung des ternären Systems Jet A-1 - N_2 - O_2 gegenüber Jet A-1 - N_2 in Kauf nehmen sollte. Die Autoren weisen darauf hin, daß es für diese Gleichgewichtsrechnungen völlig ausreichte, Luft als O_2 - N_2 -Gemisch zu approximieren.

3.19 Oberflächenspannung

Die partielle Ableitung der inneren Energie eines Fluids nach der Oberfläche bei konstant gehaltener Entropie, Volumen und Zusammensetzung heißt Oberflächen- oder Grenzflächen-spannung ('surface tension'). Ihre Dimension ist die einer Kraft pro Länge. Die Oberflächenspannung muß am kritischen Punkt verschwinden, da dann beide Phasen einander gleich sind.

Die Formel für die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung ist dem Buch von Beaton u. Hewitt (1989, S. 24) entnommen. Für nichtassoziierende Flüssigkeiten wird dort als Exponent 11/9 angegeben:

$$\sigma(T) = \left(\frac{T_{\text{crit}} - T}{T_{\text{crit}} - T_{\text{stütz}}} \right)^{\frac{11}{9}} \cdot \sigma(T_{\text{stütz}}) \quad , \text{ für } T \leq T_{\text{crit}} \quad (3.19.1)$$

$$\text{mit } T_{\text{crit}} = 684.26 \text{ K} \quad (\text{s. Gl. 3.1.1})$$

$$\text{und } T_{\text{stütz}} = 298 \text{ K}, \quad \sigma(T_{\text{stütz}}) = 22.5 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$$

Man erhält also für die Oberflächenspannung von flüssigem Jet A-1 gegen seinen Dampf:

$$\sigma(T) = 1.550388 \cdot 10^{-5} \cdot (684.26 - T)^{1.22222} \quad (3.19.2)$$

Der hier verwendete Stützwert wurde von Spadaccini u. TeVelde (1982) für 'Jet A' angegeben. In Bild 3.19.1 ist der Temperaturverlauf dargestellt.

Für 350 K ergibt sich aus dieser Formel ein Wert von $18.86 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$, welcher mit dem entsprechenden Wert bei Nguyen u. Ying (1990) für Jet A zusammenfällt. Die bei Barnett u. Hibbard (1956, S. 25+117) angegebene Abschätzung des Temperaturverlaufs der Oberflächenspannung basierend auf der Ramsay-Shields-Korrelation zeigte gute Übereinstimmung mit obiger Beziehung. Meßwerte für erhöhte Temperaturen liegen mir nur von Vargaftik (1975, S. 692) für 'kerosine' von -50° bis 300°C vor. Die dort angegebenen Werte liegen durchweg 10-20 % höher und zeigen einen steileren, stärker nichtlinearen Abfall mit der Temperatur. Ich halte sie für fragwürdig.

Wie Bild 3.19.1 zeigt, sinkt die Oberflächenspannung nach Gl. 3.19.2 näherungsweise linear mit der Siedetemperatur, wobei die Abnahme mit zunehmender Temperatur schwächer wird. Am kritischen Punkt verschwindet sowohl die Oberflächenspannung als auch deren Temperaturableitung, wie es die Theorie fordert.

Gl. 3.19.2 gibt die Oberflächenspannung des Jet A-1 gegen seinen Dampf wieder, das bedeutet bei Sättigungsdruck $p_s(T)$ zu der Temperatur T. Die Frage nach einer Druckabhängigkeit der Oberflächenspannung stellt sich somit erst dann, wenn das Gas über der Flüssigkeit nicht nur den Dampf sondern auch noch ein Inertgas (z.B. Luft, gasförmige Verbrennungs-

produkte) enthält, wie es bei der Tropfenverdunstung in einer Gasturbinenbrennkammer der Fall ist. Kortüm (1960, S. 412) merkt zu der Oberflächenspannung einer Flüssigkeit-Gas-Grenzfläche an: 'Ist in der Gasphase außer dem Dampf noch ein indifferentes Gas (in der Regel Luft) vorhanden, so ändert dies an der Oberflächenspannung wegen der Geringfügigkeit der vom Gas auf die Oberfläche ausgeübten Kräfte nur wenig, sofern das Gas nicht unter hohem Druck steht.' Er gibt für Benzol bei 20°C gegen seinen Dampf sowie gegen Luft eine Grenzflächenspannung von 28.9 bzw. 29.02 N/mm an (S. 419). Nach Kortüm (1960, S. 423) ist die eigentliche Druckabhängigkeit der Oberflächenspannung wegen der sehr geringen Dicke der Grenzflächenphase von der Größenordnung eines Moleküldurchmessers (10^{-9} m) völlig vernachlässigbar gegenüber der Änderung, die sich durch die Löslichkeit des Inertgases in der Flüssigkeit ergibt. Der Druck- und Temperatureinfluß auf die Löslichkeit kann die Oberflächenspannung erheblich beeinflussen, wie Reid (1987, S. 642) am System Nonan-Methan demonstriert. Den grundsätzlichen Einfluß der Löslichkeit verdeutlicht die von ihm befürwortete Formel von Macleod-Sugden für die Oberflächenspannung eines Gemisches (S. 642):

$$\sigma^{1/4} = \sum_{i=1}^n P_i \cdot \left(\frac{\rho_{liq}}{M_{liq}} \cdot x_{i,liq} - \frac{\rho_{vap}}{M_{vap}} \cdot x_{i,vap} \right) \quad (3.19.3)$$

wobei: P_i = das Parachor der i-ten Komponente

x_i = Molanteil der i-ten Komponente in der Flüssigkeit bzw. der Gasphase

M = Molmasse der Flüssigkeit bzw. der Gasphase

n = Anzahl der beteiligten Komponenten

Das Parachor ist eine stoffspezifische Größe. Da es sich als weitgehend druck- und temperaturunabhängig erweist, kann es angenähert als eine Stoffkonstante angesehen werden. Das Parachor ist definiert als die Proportionalitätskonstante im folgenden Ansatz für die Oberflächenspannung einer Einkomponenten-Flüssigkeit gegen ihren eigenen Dampf:

$$\sigma^{1/4} = P \cdot \left(\frac{\rho_{liq}}{M} - \frac{\rho_{vap}}{M} \right) \quad (3.19.4)$$

Man erkennt, daß Gl. 3.19.3 die Verallgemeinerung von Gl. 3.19.4 auf Gemische ist. Diese beiden Gleichungen lassen sich nun heranziehen, um quantitativ den Druck- und Temperatureinfluß auf die Oberflächenspannung des Jet A-1 bei Anwesenheit von Luft über der Flüssigkeit zu ermitteln:

Für den oben genannten Stützwert der Oberflächenspannung von Jet A-1 bei $T = 298$ K, der Molmasse nach Gl. 2.2.3, der Dichte $\rho_{liq}(T) = 800.24$ kg/m³ bei dieser Temperatur nach Gl. 3.10.3 u. 3.10.4 und unter Vernachlässigung der Dichte des Jet A-1 -Dampfes $\rho_{vap}(T, p_s(T))$ erhält man für das Parachor von Jet A-1:

$$P_{\text{JetA}} = 455.365 \text{ cm}^3 \text{ g}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ mol}) = 80.977\text{E-}03 \text{ m}^3 \text{ kg}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ kmol}) \quad (3.19.5)$$

Für chemisch definierte Stoffe entnimmt man P z.B. durch Addition von Strukturbeiträgen, die man etwa in einer Tabelle in Reid (1987, S. 601) findet¹:

$$P_{\text{N}_2} = (2 \cdot 17.5 =) 35.0 \text{ cm}^3 \text{ g}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ mol}) = 6.2240\text{E-}03 \text{ m}^3 \text{ kg}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ kmol})$$

$$P_{\text{O}_2} = (2 \cdot 20.0 =) 40.0 \text{ cm}^3 \text{ g}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ mol}) = 7.1131\text{E-}03 \text{ m}^3 \text{ kg}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ kmol})$$

(3.19.6)

Für Luft erhält man daraus mit dem Volumenanteil $x_{\text{O}_2 \text{ in Air}} = 0.209476$ aus Gl. A1.4:

¹ Zur Umrechnung der Einheiten für das Parachor gilt:

$$1 \text{ cm}^3 \text{ g}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ mol}) = (10^{-3} \cdot 1000^{-1/4} =) 0.177827941\text{E-}03 \text{ m}^3 \text{ kg}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ kmol})$$

$$P_{\text{Air}} = x_{\text{O}_2 \text{ in Air}} P_{\text{O}_2} + (1 - x_{\text{O}_2 \text{ in Air}}) P_{\text{N}_2} \\ = 36.047 \text{ cm}^3 \text{ g}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ mol}) = 6.4102\text{E-}03 \text{ m}^3 \text{ kg}^{1/4}/(\text{s}^{1/2} \text{ kmol}) \quad (3.19.7)$$

Bezieht man Gl. 3.19.4 auf Jet A-1 und subtrahiert man sie von Gl. 3.19.3, die man für $n = 2$ (Jet A-1 und Luft, die hierzu als chemisch einheitliche Komponenten aufgefaßt werden) ansetzt, so erhält man:

$$\sigma^{1/4}(T, p) \approx \sigma^{1/4}(T, p_s(T)) - \frac{\rho_{liq}(T)}{M_{\text{JetA}}} \cdot (P_{\text{JetA}} - P_{\text{Air}}) \cdot x_{\text{Air in JetA}}(T, p) \quad (3.19.8)$$

Hierin wurde vereinfachend angenommen, daß

- die Dichte des Gases klein gegenüber der der Flüssigkeit ist, und deshalb in Gl. 3.19.3 und 3.19.4 vernachlässigt werden kann.
- ρ_{liq}/M der Flüssigkeit bei gegebener Temperatur nicht vom Druck und vom Gehalt an gelöstem Gas abhängt.

Hierzu sei angemerkt, daß Rupprecht u. Faeth (1981, S. 44) bei flüssigem Jet A im Gleichgewicht mit einer Atmosphäre aus Jet A -Dampf und Luft für Drücke von 10-100 bar und Temperaturen von 296-373 K fanden, daß der Anstieg der Dichte des flüssigen Jet A mit dem Druck im wesentlichen von der Dichteverminderung durch die bei zunehmendem Druck vermehrt gelöste Luft kompensiert wurde (näheres siehe am Ende von Kap. 3.10).

Aus Gl. 3.19.8 wird ersichtlich, daß sich die Oberflächenspannung bei gegebener Temperatur mit zunehmendem Druck verringert, weil nach Kap. 3.18 die Löslichkeit von Luft in Jet A-1 mit dem Druck steigt. Die folgende Tabelle zeigt einige aus Gl. 3.19.8 berechnete Werte der Oberflächenspannung $\sigma(T, p)$ von flüssigem Jet A-1 im Gleichgewicht mit einer Atmosphäre aus Luft und Jet A-1 -Dampf. Der Gleichgewichts-Molanteil der gelösten Luft in der Flüssigkeit $x_{\text{Air in JetA}}$ wurde hierbei durch Interpolation der Tabellenwerte von Rupprecht u. Faeth in Kap. 3.18 erhalten. Man erkennt, daß die relativ niedrigen Werte der Löslichkeit bereits deutliche Änderungen der Oberflächenspannung des flüssigen Jet A-1 gegenüber der Oberflächenspannung $\sigma(T, p_s(T))$ bei einer Atmosphäre aus reinem Jet A-1 -Dampf hervorgerufen, welche aus Gl. 3.19.2 errechnet wurde.

	Einfluß der maximalen Löslichkeit von Luft in flüssigem Jet A-1 auf die Oberflächenspannung σ berechnet nach Gl. 3.19.8				
	$\sigma(T, p_s(T))$ ¹ nach Gl. 3.19.2 [N/mm]	p = 20 bar		p = 40 bar	
		$x_{\text{Air in JetA}}(T, p)$	$\sigma(T, p)$ [N/mm]	$x_{\text{Air in JetA}}(T, p)$	$\sigma(T, p)$ [N/mm]
T= 373.15 K	17.27	0.027	15.63	0.053	14.17
T= 473.15 K	10.75	0.028	9.70	0.059	8.62
T= 573.15 K	4.91	0.035	4.29	0.080	3.58
¹ $p_s(373.15 \text{ K}) = 0.059 \text{ bar}$, $p_s(473.15 \text{ K}) = 0.905 \text{ bar}$, $p_s(573.15 \text{ K}) = 5.82 \text{ bar}$ nach Gl. 3.4.2					

3.20 Dichte des Kraftstoffdampfs

Für nicht zu hohe Drücke kann man die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases (Index °) zur Dichteberechnung des Kraftstoffdampfes heranziehen:

$$\rho_{vap}^{\circ} = \frac{p}{R_{JetA} \cdot T} \quad (3.20.1)$$

mit der speziellen Gaskonstante von Jet A-1 (R_m aus Gl. A1.1, M_{JetA} aus Gl. 2.2.3):

$$\begin{aligned} R_{JetA} &= R_m / M_{JetA} = 8314.51 \text{ J/kmol K} / 167.31462 \text{ kg/kmol} \\ &= 49.69386 \text{ J/kg K} \end{aligned} \quad (3.20.2)$$

Im Bereich der Gültigkeit des idealen Gasverhaltens ist somit die Dichte von Jet A-1 -Dampf bei gleichem Druck und Temperatur knapp 6-mal höher als die von Luft ($R_{Air} = 287.22 \text{ J/kg K}$).

Die Abweichung der Dichte ρ des realen Fluids von der im idealen Gaszustand läßt sich durch den Realfaktor ('compressibility factor') Z charakterisieren. Aus seiner Definition

$$Z = \frac{p}{\rho \cdot R_{JetA} \cdot T} \quad (3.20.3)$$

folgt, daß:

$$\rho_{vap}(T, p) = \rho_{vap}^{\circ}(T, p) / Z(T, p) \quad (3.20.4)$$

Der Realfaktor des Jet A-1 -Dampfes wurde mittels der Lee-Kesler-Zustandsgleichung (mit $\omega = 0.3599$ nach Gl. 3.5.2) für fünf Drücke $p = 1, 10, 20, 30, 40$ bar bestimmt und ist in Bild 3.20.1 aufgetragen. Bild 3.20.2 zeigt die zugehörigen, aus Gl. 3.20.4 errechneten Verläufe der Dichte des realen Dampfes. Einige Zahlenwerte des Realfaktors und der Dichte sind der folgenden Tabelle zu entnehmen:

	Dichte des realen Dampfes $\rho_{vap}(T, p)$ [kg/m ³] (Werte in Klammern: Realfaktor $Z(T, p)$)				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T = 1500 \text{ K}$
$p = 10 \text{ bar}$	46.72 (0.704)	34.02 (0.845)	25.36 (0.933)	20.75 (0.970)	13.36 (1.004)
$p = 15 \text{ bar}$	79.22 (0.592)	57.45 (0.751)	39.49 (0.899)	31.60 (0.955)	19.98 (1.007)
$p = 20 \text{ bar}$	131.3 (0.458)	90.72 (0.634)	54.74 (0.865)	42.77 (0.941)	26.57 (1.010)
$p = 30 \text{ bar}$	-	332.1 (0.260)	89.17 (0.796)	65.97 (0.915)	39.59 (1.016)
$p = 40 \text{ bar}$	-	418.6 (0.275)	129.3 (0.733)	90.20 (0.892)	52.41 (1.024)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

Man erkennt, daß schon bei $p = 10$ bar die Dichte des trocken gesättigten Dampfes gegenüber der im idealen Gaszustand um den Faktor 1.4 erhöht ist. Mit zunehmender Temperatur (zunehmender Abstand vom Naßdampfgebiet) verringert sich diese Abweichung rasch.

Zur überschlägigen Ermittlung des Realfaktors eines Fluids kann man den Aufwand zur Lösung der Lee-Kesler-Gleichung umgehen, wenn man auf bereits berechnete Tabellenwerte zurückgreift: Entsprechende Zahlenwerte wurden nämlich in der Originalarbeit von Lee u. Kesler (1975) als Funktion von T_r und p_r im Bereich $T_r = 0.30 - 4.0$ und $p_r = 0.01 - 10.0$ (also

im ganzen Gültigkeitsbereich der Zustandsgleichung) vertafelt und sind im Anhang 6 wiedergegeben.

3.21 Viskosität des Kraftstoffdampfs

Für die dynamische Viskosität von Kerosindampf lagen folgende drei Literaturquellen vor: In Vargaftik (1975, S. 692) finden sich Werte für 'kerosine' bei 1 bar für Temperaturen von 373 bis 553 K. Lefebvre (1989, S. 351) gibt Kurvenverläufe für verschiedene Kraftstoffdämpfe (n-Heptan, JP-4, JP-5, DF-2) im Bereich von 380 K bis 1040 K an. JP-5 ist ein Kerosin, dessen Eigenschaften nicht weit von Jet A-1 entfernt sind (s. Kap. 2.1). Maxwell (1958, S. 174) gibt ein Diagramm an, welches die Viskosität von 'hydrocarbon vapors at 1 atm' im Temperaturbereich 366 bis 866 K für verschiedene Molmassen zeigt. Die Angaben von Vargaftik und Lefebvre stimmen recht gut überein, während die Angaben von Maxwell bereits bei 373 K um 15 % niedriger lagen und dann mit der Temperatur wesentlich schwächer anstiegen (z.B. bei 553 K: Maxwell: $\mu_{vap} = 8.2E-06 \text{ kg/m s}$, Vargaftik: $\mu_{vap} = 13.12E-06 \text{ kg/m s}$). Ich berücksichtige die Maxwell-Werte nicht.

Nach der kinetischen Gastheorie ist die dynamische Viskosität der Gase proportional zur Wurzel aus der Temperatur. Deshalb wurde eine Näherungsfunktion benutzt, die diese Potenz ($d = 0.5$) enthält:

$$\mu_{vap}(T) = a + b \cdot T + c \cdot T^d \quad (3.21.1)$$

für $T \geq 400 \text{ K}$:

$$a = -2.872095E-05$$

$$b = -1.444046E-08$$

$$c = 2.104857E-06$$

$$d = 0.5$$

für $T < 400 \text{ K}$:

$$a = 1.051939E-06$$

$$b = 1.325433E-08$$

$$c = 1.901751E-27$$

$$d = 8.0$$

Als Stützwerte wurden aus Lefebvre abgelesen:

$$\mu(400 \text{ K}) = 7.6E-06 \text{ kg/m s}, \quad \mu(700 \text{ K}) = 16.86E-06 \text{ kg/m s}, \quad (3.21.2)$$

$$\mu(1000 \text{ K}) = 23.4E-06 \text{ kg/m s}$$

Mit ihnen wurden zunächst die Koeffizienten a, b, c für den oberen Temperaturbereich bestimmt. Da sich zeigte, daß die Näherungsfunktion damit für sehr niedrige Temperaturen ($< 233 \text{ K}$) physikalisch unsinnige negative Werte lieferte, wurde für $T < 400 \text{ K}$ der zweite Koeffizientensatz bestimmt, der durch die Forderung $\mu(298 \text{ K}) = 5.12E-06 \text{ kg/m s}$ sowie nach Kontinuität der Funktion und ihrer Ableitung an der Bereichsgrenze (400 K) festliegt. Ein sinnvoller Wert für den Exponenten $d (= 8.)$ wurde durch Probieren gefunden: er muß genügend groß sein, um zu gewährleisten, daß die Viskosität auch noch bei sehr niedrigen Temperaturen mit der Temperatur ansteigt. Der Stützwert $\mu(298 \text{ K})$ ist kein Meßwert, sondern ergab sich aus der Forderung, daß die Wärmeleitfähigkeit des Jet A-1 -Dampfes bei

298 K einen bestimmten Wert annehmen sollte (s. Kap. 3.22), und die Wärmeleitfähigkeit nach Gl. 3.22.4 mit der dynamischen Viskosität verknüpft ist.

Die Näherungsfunktion Gl. 3.21.1 weicht um 0.4 - 2.6 % von den Vargaftik-Werten ab, die im Temperaturbereich 373-553 K liegen.

Die angegebene Näherungsfunktion gilt für $p = 1$ bar. Sie repräsentiert den Grenzfall $p \sim 0$. Allgemein nimmt die dynamische Viskosität von Gasen mit dem Druck zu. Zur Orientierung ist in der folgenden Tabelle das Verhältnis $\mu_{\text{vap}}(T, p) / \mu_{\text{vap}}(T, p \sim 0)$ für verschiedene Drücke und Temperaturen des Jet A-1 -Dampfes angegeben, wie es sich nach der Methode von Reichenberg bzw. nach der Methode von Jossi, Stiel und Thodos (Werte in Klammern) errechnet. Beide Methoden zur Ermittlung der Druckabhängigkeit der Viskosität von Dämpfen sind in Reid et al. (1987, S. 420+424) beschrieben. Die Methode von Jossi, Stiel und Thodos lautet für nichtpolare Gase:

$$\mu_{\text{vap}}(T, p) - \mu_{\text{vap}}(T, p \sim 0) = 10^{-7} \cdot \left[\frac{T_{\text{crit}}}{M_{\text{JetA}}^3 \cdot \left(\frac{p_{\text{crit}}}{1.01325E+05} \right)^4} \right]^{-1/6} \cdot (f(p_r) - 1) \quad (3.21.3)$$

$$\text{mit: } f(p_r) = [1.0230 + 0.23364 \cdot p_r + 0.58533 \cdot p_r^2 - 0.40758 \cdot p_r^3 + 0.093324 \cdot p_r^4]^4$$

$$p_r = \rho_{\text{vap}}(T, p) / \rho_{\text{crit}}$$

Da die Dichte des Dampfes benötigt wird, wurde diese aus der Lee-Kesler-Gleichung (mit $\omega = 0.3599$) ermittelt. Die Werte für T_{crit} , p_{crit} , ρ_{crit} sowie für die Molmasse M_{JetA} entnimmt man Gl. 3.1.1, 3.1.4 und 2.2.3. Die Methode soll gültig sein für reduzierte Dichten von $p_r = 0.1 - 3$. Wie weiter unten noch gezeigt wird, wird sie jedoch für überkritische Drücke kombiniert mit Temperaturen im Bereich der kritischen Temperatur und darunter sehr ungenau. Hier sollte man stattdessen die dynamische Viskosität nach der Beziehung für flüssiges Jet A-1 (Gl. 3.12.1 und 3.12.9) benutzen.

	Verhältnis $\mu_{\text{vap}}(T, p) / \mu_{\text{vap}}(T, p \sim 0)$ errechnet nach der Formel von Jossi, Stiel u. Thodos bzw. nach Reichenberg (=Werte in Klammern)				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T = 1500 \text{ K}$
$p = 10 \text{ bar}$	1.089 (**** ²)	1.057 (1.092)	1.038 (1.045)	1.029 (1.025)	1.017 (1.007)
$p = 15 \text{ bar}$	1.154 (1.232)	1.096 (1.164)	1.054 (1.081)	1.039 (1.046)	1.021 (1.013)
$p = 20 \text{ bar}$	1.304 (1.295)	1.168 (1.248)	1.075 (1.126)	1.051 (1.072)	1.026 (1.020)
$p = 30 \text{ bar}$	-	2.427 (3.431)	1.136 (1.241)	1.081 (1.134)	1.036 (1.037)
$p = 40 \text{ bar}$	-	3.182 (4.130)	1.234 (1.401)	1.120 (1.214)	1.047 (1.058)
¹ $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					
² Reichenberg-Methode unbrauchbar bei zu niedriger Temperatur					

Man erkennt einen starken Druckeinfluß auf die dynamische Viskosität von Jet A-1 -Dampf bei hohen Drücken kombiniert mit niedrigen Temperaturen. Die Reichenberg-Methode liefert für Jet A-1 -Dampf eine höhere Druckabhängigkeit der dynamischen Viskosität. Die Unterschiede zu den Zahlenwerten nach der alternativen Methode von Jossi, Stiel und Thodos werfen ein Licht auf die Genauigkeit, die man von den beiden Verfahren erwarten darf. Solange Meßwerte zur Druckabhängigkeit fehlen, wähle ich letztere Methode, da das Reichenberg-Verfahren für niedrige Temperaturen versagt.

Bild 3.21.1 zeigt die mithilfe von Gl. 3.21.1 und der Formel von Jossi, Stiel und Thodos (Gl. 3.21.3) errechneten Temperaturverläufe der dynamischen Viskosität des Jet A-1 -Dampfes für verschiedene Drücke $p \approx 0, 10, 20, 30, 40 \text{ bar}$. Die Kurve für $p \approx 0$ ist der Verlauf nach Gl. 3.21.1 selbst.

Bei den hohen Temperaturen fällt auf, daß die Differenz $\mu_{\text{vap}}(T, p = 10 \text{ bar}) - \mu_{\text{vap}}(T, p \sim 0)$ deutlich größer ist als z.B. $\mu_{\text{vap}}(T, p = 20 \text{ bar}) - \mu_{\text{vap}}(T, p = 10 \text{ bar})$. Dies ist auf einen Unvollkommenheit von Gl. 3.21.3 zurückzuführen: Der konstante Summand in der Funktion $f(p_r)$ ist nicht 1, wodurch die rechte Seite von Gl. 3.21.3 im Grenzfall hoher Temperaturen ($p_r \rightarrow 0$) nicht genau verschwindet. Wohl aus diesem Grund ist Gl. 3.21.3 auf $p_r > 0.1$ limitiert. Diese Grenze wird für Jet A-1 -Dampf zwar für 10 bar bereits bei $T > 830 \text{ K}$ unterschritten und für 20 bar bei $T > 1521 \text{ K}$, doch bleibt der Fehler, wie man sieht, auch oberhalb dieser Grenze gering.

Anders sieht es bei überkritischen Drücken kombiniert mit niedrigen Temperaturen (um und unter der kritischen Temperatur) aus: Zwar wird erst etwa bei $T < 356 \text{ K}$ die globale Limitierung $p_r < 3$ der Gl. 3.21.3 überschritten, doch lagen die Werte der dynamischen Viskosität des Dampfes bei den überkritischen Drücken 30 und 40 bar im unterkritischen Temperaturbereich 450 - 650 K zwischen 25 % (bei 450 K) und 42 % (bei 650 K) unter den Werten aus den Formeln für flüssiges Jet A-1 unter Druck (s. Kap. 3.12), welche durch Messungen bis 573 K einigermaßen gestützt sind. Die Reichenberg-Methode versagte bei 450 K, lag bei 550 K um 45 % ($p = 30 \text{ bar}$) bzw. 61 % ($p = 40 \text{ bar}$) über μ_{liq} und bei 650 K um 35 % unter den μ_{liq} -Werten für $p = 30$ und 40 bar. Zukünftig sind Messungen der dynamischen Viskosität von Jet A-1 im Bereich der kritischen Temperatur (550 - 900 K) und überkritischen Drücken erforderlich, um den Übergang vom flüssigkeitsähnlichen in den gasähnlichen Zustands des Fluids zu erfassen.

Dividiert man die in Bild 3.21.1 gezeigten Funktionsverläufe durch die Dichte des realen Dampfes (errechnet mit der Lee-Kesler-Gleichung für $\omega = 0.3599$), so erhält man die in Bild 3.21.2 dargestellten Kurven für die kinematische Viskosität ν_{vap} . Diese ist bei nicht zu niedrigen Temperaturen wegen der Druckabhängigkeit der Dichte des Dampfes in erster Näherung umgekehrt proportional zum Druck und steigt etwa linear mit der Temperatur an. Einige Zahlenwerte der dynamischen und kinematischen Viskosität des Jet A-1 -Dampfes sind in der folgenden Tabelle aufgeführt:

	$\mu_{\text{vap}}(T, p) [10^6 \text{ kg/m sec}]$ nach Gl. 3.21.1 und Gl. 3.21.3 (Werte in Klammern: $\nu_{\text{vap}}(T, p) = \mu_{\text{vap}} / \rho_{\text{vap}} [10^6 \text{ m}^2/\text{sec}]$)				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T = 1500 \text{ K}$
$p = 1 \text{ bar}$	10.39 (2.326)	16.86 (5.782)	20.37 (8.548)	23.40 (11.59)	31.14 (23.22)
$p = 10 \text{ bar}$	15.79 (.3381)	17.83 (.5240)	21.15 (.8337)	24.08 (1.160)	31.68 (2.372)

	$\mu_{\text{vap}}(T, p)$ [10^{-6} kg/m sec] nach Gl. 3.21.1 und Gl. 3.21.3 (Werte in Klammern: $\nu_{\text{vap}}(T, p) = \mu_{\text{vap}} / \rho_{\text{vap}}$ [10^{-6} m ² /sec])				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700$ K	$T = 850$ K	$T = 1000$ K	$T = 1500$ K
p= 15 bar	17.76 (.2242)	18.47 (.3215)	21.47 (.5438)	24.31 (.7693)	31.81 (1.592)
p= 20 bar	20.95 (.1595)	19.70 (.2172)	21.90 (.4001)	24.59 (.5750)	31.94 (1.202)
p= 30 bar	-	40.93 (.1232)	23.15 (.2596)	25.29 (.3833)	32.25 (.8144)
p= 40 bar	-	53.65 (.1281)	25.14 (.1945)	26.22 (.2907)	32.60 (.6220)
¹ $T_s(1 \text{ bar}) = 477.95 \text{ K}$, $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3					

3.22 Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl des Kraftstoffdampfs

Es gibt nur wenige Literaturdaten, die sich zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit ('thermal conductivity') λ_{vap} von Jet A-1 heranziehen lassen. In Vargaftik (1975, S. 692) werden Meßwerte für gasförmiges 'kerosine' im Temperaturbereich 473-598 K angegeben. Im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Dc28-29 sowie Dc55-59) finden sich Angaben für verschiedene reine Kohlenwasserstoffe. Bei den Angaben in Maxwell (1958, S. 215) handelt es sich um von Raumtemperatur auf andere Temperaturen extrapolierte Geraden für 'hydrocarbon gases', die für verschiedene Molmassen angegeben sind. Vergleicht man mit den bekannten Werten für n-Heptan, so liegen die Maxwell-Werte um eine Größenordnung zu niedrig und sind damit unbrauchbar.

Mittels der kinetischen Gastheorie läßt sich die Wärmeleitfähigkeit einatomiger Gase auf die molare isochore Wärmekapazität und die dynamische Zähigkeit zurückführen (Reid et al. (1987, S. 492)):

$$\lambda_{\text{vap}} = 2.5 \cdot C_{V_m}^o \cdot \frac{\mu_{\text{vap}}}{M} \quad (3.22.1)$$

Eine Erweiterung dieser Beziehung ist die Formel von Bromley, die im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da31) für 'nichtlineare Moleküle' angegeben ist:

$$\lambda_{\text{vap}} = \left[1.3 \cdot C_{V_m}^o + R_m \cdot \left(1.843 - 0.347 \cdot \frac{T_{\text{crit}}}{T} \right) - 1.256 \cdot c_{ir} - 3 \cdot \alpha \right] \cdot \frac{\mu_{\text{vap}}}{M} \quad (3.22.2)$$

Der Beitrag c_{ir} der inneren Rotation ergibt sich für ein Dodekan-Molekül bei 500 K laut Tabelle im VDI-Wärmeatlas zu 25690 J/kmol K. Demgegenüber erweist sich die Stoffkonstante α als völlig vernachlässigbar. Für $C_{V_m}^o$ ist die molare isochore Wärmekapazität im idealen Gaszustand (Index °) einzusetzen, die sich aus der isobaren Wärmekapazität durch: $C_{V_m}^o = C_{P_m}^o - R_m$ ergibt. Man erhält also:

$$\lambda_{\text{vap}} = \left[1.3 \cdot C_{P_m}^o + R_m \cdot \left(0.543 - 0.347 \cdot \frac{T_{\text{crit}}}{T} \right) - 1.256 \cdot c_{ir} \right] \cdot \frac{\mu_{\text{vap}}}{M} \quad (3.22.3)$$

Einsetzen des genannten Zahlenwerts für c_{ir} , der universellen Gaskonstante R_m sowie der Molmasse M und der kritischen Temperatur von Jet A-1 ergibt die von mir befürwortete Näherungsformel für die Wärmeleitfähigkeit von gasförmigem Jet A-1 bei niedrigem Druck ($p \sim 0$):

$$\lambda_{\text{vap}} = A \cdot \left[C_{P_m}^o + \frac{B}{T} + C \right] \cdot \mu_{\text{vap}} \quad (3.22.4)$$

$$\text{mit: } A = a_{\text{kor}} \cdot 1.3 / M = 6.953965\text{E-03}$$

$$B = -0.347 \cdot T_{\text{crit}} \cdot R_m / 1.3 = -1.518602\text{E+06}$$

$$C = (0.543 \cdot R_m - 1.256 \cdot c_{ir}) / 1.3 = -2.134759\text{E+04}$$

Hierbei benutze man für die molare isobare Wärmekapazität im idealen Gaszustand das NASA-Polynom (Gl. 3.8.1 mit den Koeffizienten von Gl. 3.8.6) und für die bei niedrigem Druck zu nehmende dynamische Viskosität die Gl. 3.21.1. Der Temperaturverlauf ist in Bild 3.22.1 graphisch als Kurve für $p \sim 0$ dargestellt: Man erkennt einen Anstieg der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur.

Die Konstante A enthält einen von mir eingeführten Korrekturfaktor $a_{\text{kor}} = 0.895$. Er ergibt sich aus der Tatsache, daß die Zahlenwerte der Bromley-Formel ursprünglich um einen nahezu konstanten Faktor ($=: a_{\text{kor}}$) über den Meßwerte von Vargaftik lagen. Nach Berücksichtigung dieses Faktors weicht die Bromley-Formel nun um max. 0.7 % von den Vargaftik-Werten ab.

Außerhalb des durch die Messungen in Vargaftik abgedeckten Temperaturbereichs von 473-598 K ist derzeit nur eine Untersuchung auf Plausibilität der Zahlenwerte durch Vergleich mit den Werten für einige reine Kohlenwasserstoffverbindungen möglich (VDI-Wärmeatlas (1994, S. Dc28-29 und 55-59), Reid et al. (1987, S. 516)). Wie aus diesen Werten (s. nachfolgende Tabelle) hervorgeht, mag ein Wert von $\lambda_{\text{vap}} = 0.0095 \text{ W/m K}$ die Wärmeleitfähigkeit des Jet A-1-Dampfes bei 298 K wiedergeben. Da die Wärmeleitfähigkeit nach Gl. 3.22.4 aus der dynamischen Viskosität errechnet wird, wurde bei 298 K ein Stützwert μ_{vap} für die Formel (Gl. 3.21.1) der Viskosität, für die bei diesen niedrigen Temperaturen ebenfalls keine Meßwerte vorliegen, derart vorgegeben, daß die Wärmeleitfähigkeit nach Gl. 3.22.4 damit gerade den Wert 0.0095 W/m K annahm.

Die nachfolgende Tabelle zeigt die Wärmeleitfähigkeit einiger Kohlenwasserstoffdämpfe im Vergleich zur modifizierten Bromley-Formel (Gl. 3.22.4) für Jet A-1 bei $p \sim 0$: Man erkennt, daß diese oberhalb von 473 K Werte liefert, die nahe bei denen von n-Heptan liegen, darunter mehr denen von Dodekan ähneln.

	Wärmeleitfähigkeit des Dampfes λ_{vap} [W/m K]					$d\lambda_{\text{vap}}/dT$ bei $T=473$ K
	298 K	373 K	473 K	673 K	873 K	
Jet A-1	0.0095	0.0151	0.0277	0.0558	0.0838	1.36E-04
n-Heptan	0.012	0.018	0.030	0.056	0.086	1.30E-04
n-Dodekan	0.009	0.015	0.023	0.044	0.068	0.90E-04
Cyclohexan	0.012	0.019	0.028	0.056	0.089	1.05E-04
Benzol	0.011	0.017	0.027	0.049	0.071	1.05E-04

Die Wärmeleitfähigkeit aller Gase nimmt mit dem Druck zu. Quantitative Aussagen erhält man durch die von Reid et al. (1987, S. 520-521 und 529-530) befürwortete Beziehung von Stiel und Thodos, die für ein gegebenes nichtpolares Gas die Abweichung der Wärmeleitfähigkeit bei erhöhtem Druck von derjenigen bei niedrigem Druck und gleicher Temperatur in Abhängigkeit von der Dichte des Gases angibt:

$$\lambda_{vap}(T, p) - \lambda_{vap}(T, p \sim 0) = \frac{1}{210} \cdot \left[\frac{T_{crit} \cdot M_{JetA}^3}{\left(\frac{\rho_{crit}}{1.E+05} \right)^4} \right]^{-1/6} \cdot Z_{crit}^{-5} \cdot g(\rho_r) \quad (3.22.5)$$

mit:

$$g(\rho_r) = 1.22E-02 \cdot [\exp(0.535 \rho_r) - 1] \quad \text{für } \rho_r < 0.5$$

$$g(\rho_r) = 1.14E-02 \cdot [\exp(0.67 \rho_r) - 1.069] \quad \text{für } 0.5 < \rho_r < 2.0$$

$$g(\rho_r) = 2.60E-03 \cdot [\exp(1.155 \rho_r) + 2.016] \quad \text{für } 2.0 < \rho_r < 2.8$$

$$\rho_r = \rho_{vap}(T, p) / \rho_{crit}$$

Wenn man als Wärmeleitfähigkeit bei niedrigem Druck ($p \sim 0$) Gl. 3.22.4 verwendet sowie die Gasdichte aus der Lee-Kesler-Gleichung ermittelt, dann errechnen sich mit Gl. 3.22.5 und den kritischen Größen (Gl. 3.1.1 und 3.1.4) für Jet A-1 die in Bild 3.22.1 gezeigten Kurvenverläufe $\lambda_{vap}(T, p)$. Die nachfolgende Tabelle zeigt zusätzlich einige Zahlenwerte.

	$\lambda_{vap}(T, p) [10^{-3} \text{ W/m K}]$ (Werte in Klammern: $\lambda_{vap}(T, p) / \lambda_{vap}(T, p \sim 0)$)				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T \approx 1500 \text{ K}$
$p \sim 0$	-	59.68 (1.0)	80.69 (1.0)	100.4 (1.0)	155.0 (1.0)
$p = 10 \text{ bar}$	48.01 (-)	60.38 (1.012)	81.21 (1.006)	100.8 (1.004)	155.3 (1.002)
$p = 15 \text{ bar}$	53.38 (-)	60.89 (1.020)	81.51 (1.010)	101.1 (1.006)	155.4 (1.003)
$p = 20 \text{ bar}$	58.31 (-)	61.67 (1.033)	81.84 (1.014)	101.3 (1.009)	155.6 (1.004)
$p = 30 \text{ bar}$	-	71.28 (1.194)	82.64 (1.024)	101.8 (1.014)	155.8 (1.005)
$p = 40 \text{ bar}$	-	76.57 (1.283)	83.64 (1.037)	102.4 (1.020)	156.1 (1.007)

¹ $T_s(1 \text{ bar}) = 477.95 \text{ K}$, $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$,
 $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3

Man erkennt, daß die Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Jet A-1 -Dampfes bis 20 bar vernachlässigbar ist. Sie ist deutlich schwächer als bei der dynamischen Viskosität des Dampfes (vgl. entsprechende Tabelle in Kap. 3.21). Die Limitierung $\rho_r < 2.8$ von Gl. 3.22.5 ist für überkritische Drücke erst bei niedrigen Temperaturen $T < 422 \text{ K}$ nicht mehr erfüllt. Die errechneten Werte der Wärmeleitfähigkeit des Dampfes bei den überkritischen Drücken 30 und 40 bar im unterkritischen Temperaturbereich 450 - 650 K ergab angenähert einen konstanten Wert 76.E-03 W/m K, wohingegen die Wärmeleitfähigkeit berechnet aus den Formeln für flüssiges Jet A-1 unter Druck (Gl. 3.13.3 und 3.13.5) in diesem Bereich etwa linear von 94.E-03 auf 63.E-03 W/m K abnahm. Da letztere Formeln noch bis 573 K durch Messungen gestützt sind, sollte man bei überkritischen Drücken kombiniert mit unterkritischen Temperaturen die Wärmeleitfähigkeit des Fluids nach den Formeln für flüssiges Jet A-1 errechnen.

Die Temperaturleitfähigkeit ('thermal diffusivity') a_{vap} und die Prandtl-Zahl Pr_{vap} sind definiert durch:

$$a_{vap} = \frac{\lambda_{vap}}{\rho_{vap} \cdot c_{p,vap}} \quad (3.22.6)$$

$$Pr_{vap} = \frac{\nu_{vap}}{a_{vap}} = \frac{\mu_{vap} \cdot c_{p,vap}}{\lambda_{vap}} \quad (3.22.7)$$

Bild 3.22.2 und Bild 3.22.3 zeigen die Temperaturverläufe für verschiedene Drücke. Diese Verläufe wurden aus Gl. 3.22.6 und 3.22.7 ermittelt, wobei μ_{vap} aus Gl. 3.21.1 und 3.21.3 sowie λ_{vap} aus Gl. 3.22.4 und 3.22.5 zugrundelag. ρ_{vap} wurde aus der Lee-Kesler-Gleichung (mit $\omega = 0.3599$ nach Gl. 3.5.2) ermittelt sowie $c_{p,vap}$ nach der ebenfalls auf der Lee-Kesler-Gleichung gründenden 'direkten Methode' (Gl. 3.8.9) für unterkritische Drücke bzw. der 'kombinierten Methode' (Gl. 3.11.9) für überkritische Drücke.

Man erkennt, daß bei nicht zu niedrigen Temperaturen die Temperaturleitfähigkeit a_{vap} wegen der Druckabhängigkeit der Dichte des Dampfes in erster Näherung umgekehrt proportional zum Druck ist und etwa linear mit der Temperatur ansteigt. Die Prandtl-Zahl von Jet A-1 -Dampf zeigt im idealen Gaszustand ($p \sim 0$) nur einen schwachen Abfall mit der Temperatur, sodaß man oberhalb 650 K und $p \sim 0$ in guter Näherung ($\pm 1 \%$) einen konstanten Wert $Pr_{vap} = 0.892$ benutzen kann. Zum Vergleich ergibt sich aus den Angaben im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Dc20+28+36) für n-Heptan-Dampf bei 100°C und niedrigem Druck eine Prandtl-Zahl von 0.854 (zum Vergleich: Jet A-1 -Dampf: 0.927) und bei 200°C 0.747 (Jet A-1 -Dampf: 0.914).

Weitere Zahlenwerte entnimmt man den beiden folgenden Tabellen:

	$a_{vap}(T, p) [10^{-6} \text{ m}^2/\text{sec}]$ nach Gl. 3.22.6				
	$T = T_s(p)^1$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T = 1500 \text{ K}$
$p = 1 \text{ bar}$	2.527	6.424	9.555	13.00	26.20
$p = 10 \text{ bar}$	0.3239	0.5423	0.8946	1.264	2.632
$p = 15 \text{ bar}$	0.1889	0.3151	0.5731	0.8294	1.760
$p = 20 \text{ bar}$	0.0869	0.1904	0.4120	0.6126	1.324
$p = 30 \text{ bar}$	-	0.0385	0.2507	0.3966	0.8888
$p = 40 \text{ bar}$	-	0.0466	0.1711	0.2897	0.6719

¹ $T_s(1 \text{ bar}) = 477.95 \text{ K}$, $T_s(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_s(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$,
 $T_s(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3

	$Pr_{vap}(T, p)$ nach Gl. 3.22.7 (Werte in Klammern: $Pr_{vap}(T, p) / Pr_{vap}(T, p \sim 0)$)				
	$T = T_s(p)$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T = 1500 \text{ K}$
$p \sim 0$	-	.8992 (1.0)	.8944 (1.0)	.8913 (1.0)	.8863 (1.0)
$p = 10 \text{ bar}$	1.044 (1.155)	.9662 (1.075)	.9320 (1.042)	.9181 (1.030)	.9013 (1.017)
$p = 15 \text{ bar}$	1.187 (1.317)	1.020 (1.135)	.9490 (1.061)	.9275 (1.041)	.9046 (1.021)
$p = 20 \text{ bar}$	1.835 (2.038)	1.140 (1.268)	.9710 (1.086)	.9386 (1.053)	.9081 (1.025)
$p = 30 \text{ bar}$	-	3.203 (3.562)	1.035 (1.157)	.9666 (1.084)	.9163 (1.034)
$p = 40 \text{ bar}$	-	2.752 (3.061)	1.136 (1.270)	1.003 (1.126)	.9257 (1.044)

3.23 Diffusionskoeffizient des Kraftstoffdampfes in Luft

Diffusion in einem gasförmigen oder flüssigen Gemisch kann auftreten infolge von Konzentrationsgradienten (Fick'sche Diffusion), Druckgradienten (Druckdiffusion), Temperaturgradienten (Thermodiffusion) sowie infolge von selektiven äußeren Volumenkräften (z. B. Wirkung eines elektrischen Feldes auf ein Gemisch verschiedener Ionen). Ansätze für die Beschreibung dieser Diffusionsvorgänge sind seit langem bekannt (s. etwa das Buch von Bird, Stewart, Lightfoot (1966, S. 567) oder von Brauer (1971, S. 53-58)), jedoch kompliziert. So fordert allein die Beschreibung der konzentrationsgetriebenen Diffusion in einem Gemisch aus n Komponenten die Kenntnis von $(n-1) \cdot n/2$ vorzugebenden Diffusionskoeffizienten, die abhängig von Druck, Temperatur und Zusammensetzung sind, sowie die partiellen Ableitungen der chemischen Potentiale der n Komponenten nach jedem Molanteil der jeweils anderen $(n-1)$ Komponenten. In Brennkammern von Flugtriebwerken hat man es mit der Diffusion der verschiedenen Komponenten des Kerosindampfes in einem Gemisch aus Sauerstoff, Stickstoff und Verbrennungsprodukten zu tun. Für technische Rechnungen ist man daher gezwungen, das Problem drastisch zu vereinfachen. Man betrachtet statt dieses Vielkomponentengemisches ein binäres Gemisch aus zwei als chemisch einheitlich gedachten Komponenten A und B: Kerosindampf und Umgebungsmedium.

Im folgenden soll der Diffusionskoeffizient für die konzentrationsgetriebene Diffusion eines Gemisches aus Jet A-1 -Dampf und Luft angegeben werden. Diesem Diffusionskoeffizienten D_{AB} [m^2/s] liegt folgende Definition zugrunde (Fick'sches Gesetz):

$$\vec{j}_A = -\rho_{\text{mix}} \cdot D_{AB} \cdot \text{grad } y_A \quad (3.23.1)$$

Dabei ist j_A die Massenstromdichte [$\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$] des Kerosindampfes aufgrund konzentrationsgetriebener Diffusion relativ zur mittleren Massengeschwindigkeit. ρ_{mix} ist die Dichte des Gemisches und y_A ist der Massenanteil des Kerosindampfes.

Es sei angemerkt, daß diese Definition äquivalent ist zu:

$$\vec{j}_{mA} = -c_{\text{mix}} \cdot D_{AB} \cdot \text{grad } x_A \quad (3.23.2)$$

Hierbei ist j_{mA} die Molenstromdichte [$\text{kmol}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$] des Kerosindampfes relativ zur mittleren Teilchengeschwindigkeit. c_{mix} ist die Konzentration [kmol/m^3] des Gemisches und x_A ist der Molanteil des Kerosindampfes.

Literaturangaben zum Diffusionskoeffizienten von Kerosin liegen mir nicht vor, sodaß er aus einer Näherungsformel errechnet werden muß. Ich wähle die im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da35) angegebene und von Reid et al. (1987, S. 587) empfohlene Formel von Fuller:

$$D_{AB}^{\text{low}} = \frac{1.013E-02 \cdot T^{1.75} \cdot \left(\frac{M_A + M_B}{M_A \cdot M_B}\right)^{1/2}}{\rho \cdot [(\Sigma v)_A^{1/3} + (\Sigma v)_B^{1/3}]^2} \quad (3.23.3)$$

Das sog. Diffusionsvolumen Σv erhält man für jede der beiden Komponenten des Gemisches aus einer Tabelle¹ in Reid et al. (1987, S. 588) durch Aufsummieren der atomaren

¹ Die Zahlenwerte in Reid et al. (1987, S. 588) basieren auf einer etwas neueren Literaturstelle als die im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da35) wiedergegebenen Werte. Es ergibt sich nach der Summenbildung der beiden Komponenten in unserm Fall jedoch nur ein geringfügiger Unterschied.

Anteile bzw. ist dort schon fertig angegeben (Jet A-1: $C_{12}H_{23} \rightarrow \Sigma v = 12 \cdot 15.9 + 23 \cdot 2.31 = 243.93$, Luft: $\Sigma v = 19.7$).

Diese Beziehung gilt für binäre Gasgemische bei niedrigen Drücken (Index ^{low}). Vorsorglich sei noch einmal daran erinnert, daß hier wie in sämtlichen Formeln dieses Berichts die physikalischen Größen im m-kg-s-kmol-K -Einheitensystem einzusetzen sind bzw. erhalten werden.

Nach Einsetzen der obigen Zahlenwerte für die Diffusionsvolumina sowie der Molmasse von Jet A-1 (Gl. 2.2.3) und Luft ($M_{\text{Air}} = 28.964 \text{ kg/kmol}$, s. Gl. A1.2) ergibt sich der Diffusionskoeffizient in einem Gemisch von Jet A-1 -Dampf mit Luft bei niedrigen Drücken:

$$D_{AB}^{\text{low}} = 2.545674E-05 \cdot \frac{T^{1.75}}{p} \quad (3.23.4)$$

Für Verdunstungsrechnungen wird der Diffusionskoeffizient in der Kombination $\rho_{\text{mix}} \cdot D_{AB}$ benötigt. Im Gültigkeitsbereich des idealen Gasgesetzes (Index ^o):

$$\rho_{\text{mix}}^o = \frac{p}{R_m \cdot \left(\frac{y_{\text{Jet A}}}{M_{\text{Jet A}}} + \frac{1 - y_{\text{Jet A}}}{M_{\text{Air}}}\right) \cdot T} \quad (3.23.5)$$

erhält man dann:

$$\rho_{\text{mix}}^o \cdot D_{AB}^{\text{low}} = 3.061724E-09 \cdot \frac{T^{0.75}}{\frac{y_{\text{Jet A}}}{167.31462} + \frac{1 - y_{\text{Jet A}}}{28.964}} \quad (3.23.6)$$

Man erkennt, daß das Produkt $\rho_{\text{mix}}^o \cdot D_{AB}^{\text{low}}$ im Unterschied zu D_{AB}^{low} für niedrige Drücke druckunabhängig ist, aber eine Abhängigkeit von der Gemischzusammensetzung aufweist. In Bild 3.23.1 ist der Temperaturverlauf von $\rho_{\text{mix}}^o \cdot D_{AB}^{\text{low}}$ für verschiedene Massenanteile $y_{\text{Jet A}}$ ($\sim 0, 0.25, 0.5, 0.75, \sim 1$) dargestellt¹.

Eine Abschätzung des Druckeinflusses auf $\rho_{\text{mix}} \cdot D_{AB}$ ist mit der Formel von Dawson möglich, die im VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da35) angegeben ist:

$$\frac{\rho_{\text{mix}} \cdot D_{AB}}{\rho_{\text{mix}}^o \cdot D_{AB}^{\text{low}}} = 1 + 0.053432 \cdot \frac{\rho_{\text{mix}}}{\rho_{\text{mix crit}}} - 0.030182 \cdot \left(\frac{\rho_{\text{mix}}}{\rho_{\text{mix crit}}}\right)^2 - 0.029725 \cdot \left(\frac{\rho_{\text{mix}}}{\rho_{\text{mix crit}}}\right)^3 \quad (3.23.7)$$

Gasdichte ρ_{mix} und kritische Dichte $\rho_{\text{mix crit}}$ wurden hierzu aus der Lee-Kesler-Gleichung ermittelt, wobei die dafür benötigten charakteristischen Größen des Gemisches ($T_{\text{crit}}, p_{\text{crit}}, \omega$) aus denen der drei Komponenten (Jet A-1, O_2 , N_2) mittels der Mischungsregeln des Anhang 5 errechnet wurden. Es zeigte sich, daß der Druckeinfluß mit dem Massenanteil des Kraftstoffs im Gemisch zunimmt. Er bleibt jedoch im Bereich bis 40 bar völlig unbedeutend, solange nicht ein Gemisch mit einem hohen (> 0.5) Massenanteil an Jet A-1 in Kombination mit hohen Drücken und niedrigen Temperaturen vorliegt. Die nachfolgende Tabelle belegt dies. Die Werte beziehen sich auf den Grenzfall eines Jet A-1 - Luft - Gemisches mit $y_{\text{Jet A}} \sim 1$, die Werte in Klammern auf den Fall $y_{\text{Jet A}} = 0.5$:

¹ Dies entspricht Luftzahlen λ von $\infty, 0.205, 0.068, 0.023, 0$, da der Massenanteil eines stöchiometrischen Jet A-1 - Luft - Gemisches bei 0.06382 liegt (s. Gl. 2.2.5).

	Verhältnis $\rho_{\text{mix}} D_{AB} / (\rho_{\text{mix}}^{\circ} D_{AB}^{\text{low}})$ eines Jet A-1 - Luft - Gemisches für $y_{\text{JetA}} \sim 1$ (Werte in Klammern: $y_{\text{JetA}} = 0.5$)				
	$T = T_S(p)^1$	$T = 700 \text{ K}$	$T = 850 \text{ K}$	$T = 1000 \text{ K}$	$T = 1500 \text{ K}$
$p = 10 \text{ bar}$	1.008 (1.002)	1.006 (1.001)	1.005 (1.001)	1.004 (1.001)	1.003 (1.001)
$p = 15 \text{ bar}$	1.013 (1.002)	1.010 (1.002)	1.007 (1.002)	1.006 (1.001)	1.004 (1.001)
$p = 20 \text{ bar}$	1.015 (1.003)	1.014 (1.003)	1.010 (1.002)	1.008 (1.002)	1.005 (1.001)
$p = 30 \text{ bar}$	-	0.958 (1.004)	1.014 (1.003)	1.011 (1.003)	1.007 (1.002)
$p = 40 \text{ bar}$	-	0.886 (1.005)	1.015 (1.004)	1.014 (1.004)	1.009 (1.002)

¹ $T_S(10 \text{ bar}) = 611.45 \text{ K}$, $T_S(15 \text{ bar}) = 643.92 \text{ K}$, $T_S(20 \text{ bar}) = 669.31 \text{ K}$ nach Gl. 3.4.3

3.24 Temperaturerhöhung bei adiabater Verbrennung in Luft

Eine eigene Parameterstudie zur Ermittlung der Verbrennungstemperatur und der Zusammensetzung des Rauchgases im chemischen Gleichgewicht bei der adiabaten Umsetzung von Jet A-1 mit Luft wurde im Rahmen dieser Berichts nicht durchgeführt. Hier kann nämlich auf den Bericht von Jones et al. (1984) zurückgegriffen werden. Da die adiabate Verbrennungstemperatur oft von Interesse ist, wurde zumindest diese Größe für drei Drücke aus der Arbeit von Jones übernommen und ist in den Bildern 3.24.1 bis 3.24.3 dargestellt. Hierzu ist es jedoch nötig, näher auf deren Bericht einzugehen:

In dem Bericht von Jones et al. (1984) werden die Ergebnisse von Berechnungen des chemischen Gleichgewichts bei der Umsetzung von flüssigem Jet A mit trockener Luft in Form von Tabellen und Bildern mitgeteilt. Die Gleichgewichtsrechnungen wurden zwischen folgenden beteiligten Spezies durchgeführt: Jet A (betrachtet als 1 Spezies $C_{10}H_8$), C (Graphit), CH_4 , CO , CO_2 , H , HO_2 , H_2 , H_2O , NH_3 , N , NO , NO_2 , N_2 , O , OH , O_2 . Für das Jet A wurde ein H/C - Verhältnis von $Y/X = 1.9067$ und ein unterer Heizwert von 43.264 MJ/kg als Mittelwerte aus der Analyse mehrerer Kraftstoffproben zugrundegelegt. Diese Zahlenwerte weichen kaum von den von mir empfohlenen typischen Werten für Jet A-1 ab: $Y/X = 23/12 = 1.9167$ nach Gl. 2.2.1 bzw. $H_u = 43.260 \text{ MJ/kg}$ nach Gl. 3.6.1.

Die tabellierten Ergebnisse von Jones zeigen die Gleichgewichts-Verbrennungstemperatur und die Gleichgewichtszusammensetzung des Rauchgases (sowie dessen Dichte, Molmasse, spezifische isobare Wärmekapazität, Isentropenexponent und Schallgeschwindigkeit) als Funktion folgender Parameter:

- Eintrittstemperatur $T_{\text{JetA in}}$ des flüssigen Jet A : 298 K (wurde nicht variiert)
- Eintrittstemperatur $T_{\text{Air in}}$ der trockenen Luft, die als Gemisch von N_2 , O_2 , Ar , CO_2 approximiert wurde: $250, 400, 600, 800, 1000, 1100, 1150 \text{ K}$
- Druck p : $0.5, 1, 1.5, 2, 3, 4, 6, 10, 15, 20, 30, 40, 50 \text{ atm}$
- Äquivalenzverhältnis Φ : $0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.85, 0.9, 0.95, 1.0, 1.05, 1.10, 1.15, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0$

Eine weitere Tabelle gibt die Zusammensetzung und thermodynamischen Eigenschaften (c_p , κ , ρ , M , Schallgeschwindigkeit) des Gemisches im chemischen Gleichgewicht für den Parameterbereich $T_{\text{eq}} = 300 - 2800 \text{ K}$, $p = 0.5 - 50 \text{ atm}$, $\Phi = 0.0 - 1.465$ an, doch fehlt leider die für den Gebrauch einer solchen Tabelle wichtige Angabe der Enthalpie des Gemisches. Ältere Angaben dieser Art, jedoch für einen größeren Parameterbereich und mit Angabe der

Enthalpie findet man umfangreich tabelliert von Banes et al. (1967), die für das System Luft - Kerosin (approximiert als $C_{10}H_{22}$) die Zusammensetzung und thermodynamischen Eigenschaften (h , s , c_p , κ , ρ , Z , M , Schallgeschw.) des Gemisches im chemischen Gleichgewicht für den Parameterbereich $T_{\text{eq}} = 100 - 6000 \text{ K}$, $p = 1.E-05 - 800 \text{ bar}$, $\Phi = 0.0 - 2.0$ berechnet haben.

Das Äquivalenzverhältnis Φ ist der Kehrwert der Luftzahl λ . Es ist definiert als das Kraftstoff/Luft-Verhältnis FAR ('fuel-air-ratio' in kg/kg) dividiert durch das stöchiometrische Kraftstoff/Luft-Verhältnis:

$$\Phi = 1 / \lambda = FAR / FAR_{\text{stoch}} \quad (3.24.1)$$

Für FAR_{stoch} des Jet A gibt Jones den Wert 0.06824 an. Dieser Wert ist in Gl. 3.24.1 zu benutzen, wenn man FAR -Zahlenwerte für Bild 3.24.1 bis 3.24.3 oder für die nachfolgende Tabelle umrechnen will. (Zum Vergleich: Das stöchiometrische Kraftstoff/Luft-Verhältnis FAR_{stoch} ergibt sich als Kehrwert des stöchiometrischen Luftbedarfs s_{stoch} für Jet A-1 nach Gl. 2.2.4 zu $(1 / 14.669) = 0.06817 \text{ kg Fuel / kg Luft}$.)

	adiabate Temperaturerhöhung $T_{\text{eq}} - T_{\text{Air in}}$ der Verbrennung von flüssigem Jet A mit Luft nach Jones et al. (1984) bei $T_{\text{JetA in}} = 298 \text{ K}$ und $p = 1 \text{ atm}$ (Werte in runden Klammern : bei $p = 20 \text{ atm}$) (Werte in eckigen Klammern: bei $p = 40 \text{ atm}$)				
	$\Phi = 1.0$ $FAR = .06824$	$\Phi = 1.40$ $FAR = .09554$	$\Phi = 1.60$ $FAR = .10918$	$\Phi = 1.80$ $FAR = .12283$	$\Phi = 2.0$ $FAR = .13648$
$T_{\text{Air in}} = 250 \text{ K}$	2009.2 K (2072.1 K) [2082.3 K]	1786.1 K (1788.9 K) [1789.1 K]	1634.9 K (1635.8 K) [1635.9 K]	1492.4 K (1492.8 K) [1492.8 K]	1357.6 K (1357.8 K) [1357.9 K]
$T_{\text{Air in}} = 400 \text{ K}$	1920.6 K (1997.7 K) [2010.9 K]	1726.2 K (1731.4 K) [1731.8 K]	1574.8 K (1576.7 K) [1576.9 K]	1431.1 K (1431.9 K) [1432.0 K]	1294.9 K (1295.2 K) [1295.3 K]
$T_{\text{Air in}} = 600 \text{ K}$	1797.6 K (1894.6 K) [1912.0 K]	1644.9 K (1656.2 K) [1657.2 K]	1495.3 K (1499.8 K) [1500.2 K]	1350.9 K (1352.7 K) [1352.9 K]	1213.2 K (1213.9 K) [1214.0 K]
$T_{\text{Air in}} = 800 \text{ K}$	1670.8 K (1788.3 K) [1810.3 K]	1560.8 K (1583.8 K) [1585.9 K]	1417.1 K (1426.7 K) [1427.5 K]	1273.4 K (1277.7 K) [1278.1 K]	1134.9 K (1136.7 K) [1136.9 K]
$T_{\text{Air in}} = 1000 \text{ K}$	1540.8 K (1679.2 K) [1706.0 K]	1469.7 K (1512.7 K) [1517.0 K]	1337.6 K (1356.8 K) [1358.6 K]	1197.4 K (1206.6 K) [1207.4 K]	1059.4 K (1063.7 K) [1064.1 K]
$T_{\text{Air in}} = 1100 \text{ K}$	1474.5 K (1623.3 K) [1652.7 K]	1420.1 K (1476.5 K) [1482.4 K]	1296.1 K (1322.3 K) [1324.8 K]	1158.9 K (1171.9 K) [1173.1 K]	1021.9 K (1028.3 K) [1028.9 K]
$T_{\text{Air in}} = 1150 \text{ K}$	1441.0 K (1595.0 K) [1625.6 K]	1394.1 K (1458.0 K) [1464.9 K]	1274.6 K (1305.1 K) [1308.1 K]	1139.3 K (1154.7 K) [1156.1 K]	1003.1 K (1010.8 K) [1011.5 K]

Die Bilder 3.24.1 bis 3.24.3 sind der Arbeit von Jones entnommen. Sie zeigen die errechnete adiabate Temperaturerhöhung $T_{eq} - T_{Air\ in}$ als Funktion des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses für verschiedene Eintrittstemperaturen der Luft $T_{Air\ in}$. Bild 3.24.1 gilt für einen Druck von 1 atm, Bild 3.24.2 für 20 atm und Bild 3.24.3 für 40 atm. Da in den Bildern der fette Gemischbereich $FAR > 0.095$ (was $\Phi > 1.392$ bzw. $\lambda < 0.718$ entspricht) leider nicht mehr dargestellt ist, obwohl Jones weitere Werte bis $FAR = 0.13648$ (d.h. bis $\Phi = 2.0$ bzw. $\lambda = 0.5$) tabelliert angibt, sind diese Werte ergänzend in obiger Tabelle zusammengestellt worden.

Die drei Bilder bzw. die Tabelle zeigen, daß die adiabate Temperaturerhöhung bei Zunahme der Luft-Eintrittstemperatur kleiner wird und mit dem Druck ansteigt. Für gegebene Werte von Luft-Eintrittstemperatur und Druck tritt die maximale adiabate Temperaturerhöhung nicht genau bei stöchiometrischem Gemisch ($\Phi = 1.0$) auf, sondern ist etwas in den fetten Bereich verschoben, denn den Ergebnissen lag chemisches Gleichgewicht und nicht die (gröbere) Annahme eines vollständigen Verbrauchs von Jet A-1 bzw. des Luftsauerstoffs zugrunde.

4 Ausblick

Die vorliegenden Arbeit stellt eine umfassende Dokumentation der Stoffeigenschaften von Kerosin Jet A-1 dar. Nach der vorgenommenen kritischen Kompilation der verfügbaren Stoffdaten bleibt festzustellen, daß für die Zukunft ein Bedarf an weiteren Messungen der Stoffeigenschaften von Jet A-1 zur Absicherung bzw. Korrektur der Stoffwertformeln besteht, nämlich:

- Vordringlich sind weitere Dampfdruckmessungen für Jet A-1 oberhalb Umgebungstemperatur bis zum kritischen Punkt, und zwar nicht nur Messungen des 'true vapour pressure' über Kerosin mit Original-Zusammensetzung, sondern auch Messungen des Dampfdrucks als Funktion des Anteils der bereits ausgedampften Kraftstoffmasse bei gegebener Siedetemperatur. Letzteres ist besonders im Hinblick auf eine Modellierung der Mehrkomponentenverdunstung wichtig. Hierfür wäre auch eine sehr detaillierte quantitative Analyse der Zusammensetzung dieses Kerosins wünschenswert, die insbesondere die wesentlich vertretenen Alkane nach ihren einzelnen Isomeren aufschlüsselt (vgl. Anhang 5).
- Messung des kritischen Punktes (krit. Temperatur, krit. Druck sowie krit. Dichte)
- Messung der spezifischen Verdampfungsenthalpie (Gl. 3.9.1) oberhalb Umgebungstemperatur, insbesondere aber oberhalb 500 K
- Messungen der Transportkoeffizienten des Kraftstoffdampfes (dynamische Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und binärer Diffusionskoeffizient) bei höheren Temperaturen. Die dynamische Viskosität zeigt bei überkritischen Drücken kombiniert mit Temperaturen im Bereich 550 - 900 K auch eine deutliche Druckabhängigkeit. Die Näherungsformel für μ_{vap} ist dort noch unzureichend (s. Kap. 3.21). Hier sind entsprechende Messungen und darauf aufbauend dann eine verbesserte Formel für die dynamische Viskosität des Dampfes erforderlich.
- Messungen der Löslichkeit von Wasser im flüssigen Kraftstoff (wegen der großen Streuung der Daten, s. Kap. 3.17)

Es reicht aus, solche zukünftigen Messungen auf einige wenige, aber sorgfältig gemessene Stützwerte zu beschränken. Doch muß vorab durch Vergleich mit bekannten Stoffeigenschaften sichergestellt werden, daß es sich um eine 'typische' Charge von Jet A-1 handelt.

Literaturverzeichnis

- Acosta, W. A. ; Beckel, S. A. (1989)
'Fuel properties effect on the performance of a small high temperature rise combustor', AIAA-89-2901, 1989
- API (American Petroleum Institute) (1976)
'Technical data book - petroleum refining', 3rd edition, American Petroleum Institute, Washington, DC, 1976
(Hinweis: 4th edition 1983)
- ASTM (American Society for Testing and Materials) (1978)
'Standard method for distillation of petroleum products', ANSI/ASTM D86-78, ASTM Headquarters, Philadelphia, PA, 1978
- Aungier, R. H. (1995)
'A fast, accurate real gas equation of state for fluid dynamic analysis applications', J. of Fluids Engineering (Transactions of the ASME), Vol. 117, pp. 277 - 281, June 1995
- Balster, W. J. ; Jones, E. G. (1997)
'Effects of temperature on formation of insolubles in aviation fuels', ASME 97-GT-218, Orlando, Florida, June 2-5, 1997
- Banes, B. ; McIntyre, R. W. ; Sims, J. A. (1967)
'Properties of air and combustion products with kerosene and hydrogen fuels', Volume I ... XIII, published by: Rolls-Royce Limited, Bristol Engine Division, Filton, Bristol, England, on behalf of: The Propulsion and Energetics Panel of the AGARD (Advisory Group for Aerospace Research and Development), 1967
(Hinweis: Nur die Bände I ... VII enthalten Daten für Kerosin-Luft.)
- Bardon, M. F. ; Rao, V. K. (1984)
'Calculation of gasoline volatility', J. of the Institute of Energy, Vol. 57, pp. 343-348, Sept. 1984
- Barin, I. (1989)
'Thermochemical data of pure substances', Part 1, ISBN 3-527-27812-5 (VCH, Weinheim), VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany, 1989
- Barnett, H. C. ; Hibbard, R. R. (1956)
'Properties of aircraft fuels', NACA TN 3276, 1956
- Batchelor, G. ; Moses, C. ; Fletcher, R. (1997)
'Impact study on the use of Jet A fuel in military aircraft during operations in Europe', AGARD-R-801, Jan. 1997
- Beaton, C. F. ; Hewitt, G. F. (Ed.) (1989)
'Physical property data for the design engineer', ISBN 0-89116-739-0, Hemisphere Publishing Corporation, 1989

- Bird, R. B. ; Stewart, W. E. ; Lightfoot, E. N. (1966)
'Transport phenomena', Wiley, New York, 1966
- Brauer, H. (1971)
'Stoffaustausch', ISBN 3 7941 0008 5, Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main, 1971
- Burcat, A. (1997)
'Alexander Burcat's ideal gas thermochemical database', Version of Oct. 1997, Aerospace Engineering, Technion - Israel Institute of Technology (IIT), Haifa, Israel.
(Internet-Adresse: <ftp://ftp.technion.ac.il/pub/supported/aetdd/thermodynamics>)
- Burcat, A. ; McBride, B. (1997)
'1997 Ideal gas thermodynamic data for combustion and air-pollution use', Technion Aerospace Engineering Report (TAE) No. 804, June 1997, Technion - Israel Institute of Technology, Haifa, Israel.
(Dieser Bericht enthält den Inhalt von Burcat's Datenbank (s. Burcat (1997)) in gedruckter Form.)
- Chin, J. S. ; Lefebvre, A. H. (1983)
'Steady-state evaporation characteristics of hydrocarbon fuel drops', AIAA Journal, Vol. 21, No. 10, pp. 1437 - 1443, Oct. 1983
- Chin, J. S. ; Lefebvre, A. H. ; Sun, T.-Y. (1991)
'Temperature effects on fuel thermal stability', ASME 91-GT-97, Orlando, Florida, June 3-6, 1991
- Chin, J. S. (1994)
'An engineering calculation method for multi-component stagnant droplet evaporation with finite diffusivity', ASME 94-GT-440, Int. Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, The Hague, Netherlands, June 13-16, 1994
- CRC (Coordinating Research Council, Inc.) (1983)
'Handbook of aviation fuel properties', CRC Report No. 530, Atlanta, Georgia, 1983, 2nd printing May 1994
- Dagaut, P. ; Reuillon, M. ; Boettner, J.-C. ; Cathonnet, M. (1994)
'Kerosene combustion at pressures up to 40 atm: experimental study and detailed chemical kinetic modeling', 25th Symposium (International) on Combustion, pp. 919-926, The Combustion Institute, 1994
- Dagaut, P. ; Reuillon, M. ; Cathonnet, M. ; Voisin, D. (1995)
'High pressure oxidation of normal decane and kerosene in dilute conditions from low to high temperature', J Chim Phys (1995) 92, pp. 47-76, Elsevier, Paris
- DERA (Defence Evaluation and Research Agency) (Ed.) (1998)
'Measurement of trace species in the exhaust of aero engines (AEROTRACE)', Final report, compiled for the Commission of European Communities (CEC Contract No. AERA-CT94-0003) by Propulsion Department, Air Systems Sector, DERA, Farnborough, Hampshire, UK, to appear 1998

- Dickson, C. L. ; Woodward, P. W. (1990)
'Aviation turbine fuels, 1989', NIPER-164 PPS 90/2, National Institute for Petroleum and Energy Research, Bartlesville, Oklahoma, March 1990
- Dickson, C. L. ; Woodward, P. W. (1992)
'Aviation turbine fuels, 1991', NIPER-174 PPS 92/2, National Institute for Petroleum and Energy Research, Bartlesville, Oklahoma, March 1992
- Drallmeier, J. A. ; Peters, J. E. (1990)
'Optical constants of liquid isooctane at 3.39 μm ', Applied Optics, Vol. 29, No. 7, pp. 1040-1045, March 1990
- Edwards, T. ; Atria, J. V. (1997)
'Thermal stability of high temperature fuels', ASME 97-GT-143, Orlando, Florida, June 2-5, 1997
- Esso Standard Oil Company (Ed.) (1956)
'Data book for designers - Aviation fuels and lubricating oils', Esso Standard Oil Co., Sales Engineering Dept., New York, Dec. 1956
- Faith, L. E. ; Ackerman, G. H. ; Henderson, H. T. (1971)
'Heat sink capability of Jet A fuel: heat transfer and coking studies', NASA CR-72951, July 1971
- FBG (1995-1996)
Analysenberichte der Firma FBG Kraftstoffanalytik, Xanten für sieben Chargen von Jet A-1 an die DLR in Köln, 1995 u. 1996
- Fitzky, G. ; Bohn, D. (1995)
'Messung der komplexen Brechungsindizes von Heizöl EL und Kerosin in Abhängigkeit von Druck und Temperatur', Bericht am Lehrstuhl und Institut für Dampf- und Gasturbinen, RWTH Aachen, Okt. 1995
- Gardiner jr., W. C. (Ed.) (1984)
'Combustion theory', Springer Verlag, 1984
- Gardner, L. ; Whyte, R. B. (1990)
'Gas turbine fuels', in: A. M. Mellor (Ed.) 'Design of modern turbine combustors', ISBN 0-12-490055-0, Academic Press, 1990
- Gauthier, J. E. D. ; Bardon, M. F. ; Rao, V. K. (1991)
'Combustion characteristics of multicomponent fuels under cold starting conditions in a gas turbine', ASME 91-GT-109, Orlando, Florida, June 3-6, 1991
- Goodger, E. M. (1975)
'Hydrocarbon fuels', Macmillan Press Ltd, London, 1975
- Gracia-Salcedo, C. M. ; Brabbs, T. H. ; McBride, B. J. (1988)
'Experimental verification of the thermodynamic properties for a Jet-A fuel', NASA TM 101475, 1988

- Grigull, U. (1970)
'Technische Thermodynamik', Sammlung Götschen Band 1084/1084a, Walter de Gruyter & Co, Berlin, 1970
- Guéret, C. (1989)
'Elaboration d'un modele cinetique pour l'oxydation du kerosene et d'hydrocarbures representatifs', These de Doctorat, Université d'Orleans, Nov. 1989
- Guéret, C. ; Cathonnet, M. ; Boettner, J.-C. ; Gaillard, F. (1990)
'Experimental study and modeling of kerosene oxidation in a jet-stirred flow reactor', 23th Symposium (International) on Combustion, pp. 211-216, The Combustion Institute, 1990
- Haase, R. (1956)
'Thermodynamik der Mischphasen', Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1956
- Hadaller, O. J. ; Mumenthal, A. M. (1990)
'The characteristics of future fuels, Part 1 - Conventional jet fuels', Boeing Commercial Airplane Group, August 1989 (revised 9/90)
- Hassa, C. (1997)
persönliche Mitteilung im Okt. 1997, DLR Köln
- Heneghan, S. P. ; Martel, C. R. ; Williams, T. F. ; Ballal, D. R. (1995)
'Effects of oxygen and additives on the thermal stability of jet fuels', J. of Engineering for Gas Turbines and Power (Transactions of the ASME), Vol. 117, pp. 120 - 124, Jan. 1995
- Hsieh, K. C. ; Shuen, J. S. ; Yang, V. (1991)
'Droplet vaporization in high-pressure environments I: Near critical conditions', Combustion Science and Technology, Vol. 76, pp. 111 - 132, 1991
- Jones, E. G. ; Balster, W. J. ; Post, M. E. (1995)
'Degradation of a Jet A fuel in a single-pass heat exchanger', J. of Engineering for Gas Turbines and Power (Transactions of the ASME), Vol. 117, pp. 125 - 131, Jan. 1995
- Jones, R. E. ; Trout, A. M. ; Wear, J. D. ; McBride, B. J. (1984)
'Combustion gas properties', NASA TP-2359, Oct. 1984
- Kauffman, R. E. (1997)
'The effects of different sulfur compounds on jet fuel oxidation and deposition', J. of Engineering for Gas Turbines and Power (Transactions of the ASME), Vol. 119, pp. 322 - 327, April 1997
- Kortüm, G. (1960)
'Einführung in die chemische Thermodynamik', 3. Auflage, Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 1960

- Lee, B. I. ; Kesler, M. G. (1975)
'A generalized thermodynamic correlation based on three-parameter corresponding states', AIChE J., Vol. 21, No. 3, pp. 510 - 527, May 1975
(Achtung: Ein Erratum zu Eq. 15 findet sich in: AIChE J., Vol. 21, p. 1237, Nov. 1975)
- Lefebvre, A. H. (1983)
'Gas turbine combustion', ISBN 0-07-037029-X, Hemisphere Publishing Corporation, 1983
- Lefebvre, A. H. (1989)
'Atomization and sprays', ISBN 0-89116-603-3, Hemisphere Publishing Corporation, 1989
- Lenoir, J. M. ; Hipkin, H. G. (1973)
'Measured enthalpies of eight hydrocarbon fractions', J. Chem. Eng. Data, Vol. 18, No. 2, pp. 195-202, 1973
- Lide, D. R. (Ed.) (1990)
'CRC Handbook of Chemistry and Physics', ISBN-0-8493-0471-7, 71th Ed., CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1990
- Lide, D. R. (Ed.) (1993)
'CRC Handbook of Chemistry and Physics', ISBN-0-8493-0595-0, 74th Ed., CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1993
- Longwell, J. P. ; Grobman, J. (1978)
'Alternative aircraft fuels', NASA TM-73836, 1978
- Martel, C. R. (1988)
'Properties of JP-8 jet fuel', AFWAL-TR-88-2040, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, May 1988
- Maxwell, J. B. (1958)
'Data book on hydrocarbons', D. Van Nostrand Company Inc., Princeton, New Jersey, 5th printing, 1958
- MTU (Motoren- und Turbinen-Union) (o. J.)
'Chemisch-physikalische Kenndaten von Flugkraftstoffen', München, 1992 oder älter
- Nguyen, H. L. ; Ying, S.-J. (1990)
'Critical evaluation of Jet-A spray combustion using propane chemical kinetics in gas turbine combustion simulated by KIVA-II', AIAA-90-2439, Orlando, Florida, July 16-18, 1990
- Oliver, A. D. (1962)
'Kerosines', in: 'Modern Petroleum Technology', published by The Institute of Petroleum, London, third edition, 1962

- Paushkin, Ya. M. (1962)
'The chemical composition and properties of fuels for jet propulsion', Pergamon Press, Oxford, London, UK, 1962
- Reid, R. C. ; Prausnitz, J. M. ; Sherwood, T. K. (1977)
'The properties of gases and liquids', ISBN 0-07-051790-8, McGraw-Hill Book Company, third edition, 1977
- Reid, R. C. ; Prausnitz, J. M. ; Poling, B. M. (1987)
'The properties of gases and liquids', ISBN 0-07-051799-1, McGraw-Hill Book Company, fourth edition, 1987
- Rickard, G. K. ; Fulker, R. (1997)
'The quality of aviation fuel available in the United Kingdom Annual Survey 1996', Technical Report DERA/SMC/SM1/TR970039, May 1997, Defence Research Agency (DRA), Fuels and Lubricants Centre, DRA Pyestock, Farnborough, Hampshire, UK.
(Hinweis: Jedes Jahr erscheint ein solcher Bericht mit den aktuellen Daten.)
- Rink, K. K. ; Lefebvre, A. H. (1989)
'The influences of fuel composition and spray characteristics on nitric oxide formation', Combustion Science and Technology, Vol. 68, pp. 1 - 14, 1989
- Rizk, N. K. ; Chin, J. S. ; Razdan, M. K. (1997)
'Modeling of gas turbine fuel nozzle spray', J. of Engineering for Gas Turbines and Power (Transactions of the ASME), Vol. 119, pp. 34 - 44, Jan. 1997
- ROBERT BOSCH GmbH (1984)
'Kraftfahrtechnisches Taschenbuch', VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 19. Aufl., 1984
- Roess, L. C. (1936)
J. Inst. Petrol. Tech., Vol. 22, p. 665, 1936
- Rose, J. W. ; Cooper, J. R. (Ed.) (1977)
'Technical data on fuel', ISBN 0707301297, The British National Committee of the Word Energy Conference, London, UK, 7th edition, 1977
- Rosen III, C. C. (Ed.) (1985)
'Producibility and cost studies of aviation kerosines', Report of the Propulsion and Energetics Panel Working Group 16 on supply and demand scenarios for aviation turbine fuels, AGARD-AR-227, July 1985
- Rossini, F. D. ; Pitzer, K. S. ; Taylor, W. J. ; Ebert, J. P. ; Kilpatrick, J. E. ; Beckett, C. W. ; Williams, M. G. ; Werner, H. G. (1947)
'Selected values of properties of hydrocarbons', National Bureau of Standards, Washington, D.C., Nov. 1947
- Rupprecht, S. D. ; Faeth, G. M. (1981)
'Investigation of air solubility in Jet A fuel at high pressures', NASA-CR-3422, May 1981

- Schmidt, E. ; Stephan, K. ; Mayinger, F. (1975)
'Technische Thermodynamik', Band 1 Einstoffsysteme, ISBN 3-540-06449-4, Springer Verlag, Berlin, 11. Auflage, 1975
- Schmidt, E. ; Stephan, K. ; Mayinger, F. (1977)
'Technische Thermodynamik', Band 2 Mehrstoffsysteme und chemische Reaktionen, ISBN 3-540-07978-5, Springer Verlag, Berlin, 11. Auflage, 1977
- Shell (1989, 1993, 1996, 1997)
Qualitätszertifikate für vier Jet A-1 -Lieferungen an die DLR in Köln von der Deutschen Shell AG Köln-Godorf, Prüflabor, Abt. WTL, 1989, 1993, 1996, 1997
- Smith, M. (1970)
'Aviation fuels', G. T. Foulis & Co, Oxfordshire, UK, 1970
- Sobel, D. R. ; Spadaccini, L. J. (1995)
'Hydrocarbon fuel cooling technologies for advanced propulsion', ASME 95-GT-226, Houston, Texas, June 5-8, 1995.
Artikel unverändert auch in: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (Transactions of the ASME), Vol. 119, pp. 344-351, April 1997
- Spadaccini, L. J. ; TeVelde, J. A. (1982)
'Autoignition characteristics of aircraft-type fuels', Combustion & Flame 46, pp. 283 - 300, 1982
- Strauss, K. H. (1985)
'Aviation turbine fuels', in: Ullmann's encyclopedia of industrial chemistry, Vol. A 3, pp. 201 - 212 , ISBN 3-527-20103-3, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Germany, 5th ed., 1985
- Tsonopoulos, C. ; Heidman, J. L. ; Hwang, S.-C. (1986)
'Thermodynamic and transport properties of coal liquids', ISBN 0-471-83282-0, an Exxon Monograph, John Wiley & Sons, New York, 1986
- Tuntomo, A. ; Tien, C. L. ; Park, S. H. (1992)
'Optical constants of liquid hydrocarbon fuels', Combustion Science and Technology, Vol. 84, pp. 133-140, 1992
- Vargaftik, N. B. (1975)
'Tables on the thermophysical properties of liquids and gases', Chapter 14 'Liquid fuels', ISBN 0-470-90310-4, Halsted Press, New York, 1975
- Varnavas, C. A. (1994)
'A droplet evaporation model for high temperature and pressure spray applications', PhD-Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, Illinois, 1994
- Vere, R. A. (1984)
'Aviation fuels', in: Modern Petroleum Technology, 5th ed., The Institute of Petroleum, London, Sept. 1984

- VDI-Wärmeatlas (1994)
Hrsg.: Verein Deutscher Ingenieure, 7. erw. Aufl., VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994
- Wang, H. ; Frenklach, M. (1994)
'Transport properties of polycyclic aromatic hydrocarbons for flame modeling', Combustion & Flame 96, pp. 163-170, 1994
- Williams, A. (1973)
'Combustion of droplets of liquid fuels: a review', Combustion & Flame 21, pp. 1 - 31, 1973
- Winterfeld, G. (1994)
Stichworte zum Thema Flugzeugabgase und Umwelt, in: F.-J. Dreyhaupt (Hrsg.), 'VDI-Lexikon Umwelttechnik', VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994
- Winterfeld, G. (1997)
persönliche Mitteilung am 26.5.97, DLR Köln
- Zabarnick, S. ; Whitacre, S. D. (1997)
'Aspects of jet fuel oxidation', ASME 97-GT-219, Orlando, Florida, June 2-5, 1997
- Zahavi, E. ; Gal-Or, B. (1984)
'Combustor performance with alternative fuels', Int. J. Turbo & Jet - Engines, Vol. 1, No. 2, 1984
- Zelina, J. ; Blust, J. W. ; Ballal, D. R. (1996)
'Combustion of liquid fuels in the well stirred reactor', ASME 96-GT-47, Birmingham, UK, June 1996

Abbildungen

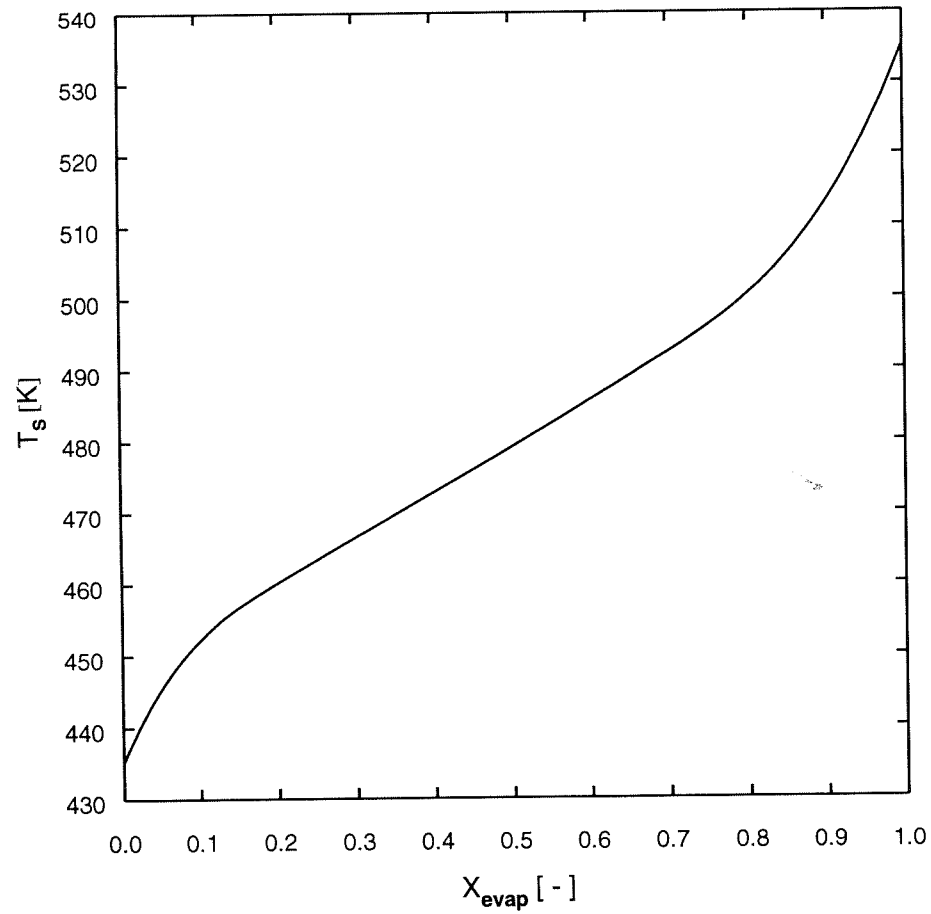


Bild 3.3.1 ASTM D86 - Destillationskurve von Jet A-1 nach Gl. 3.3.1

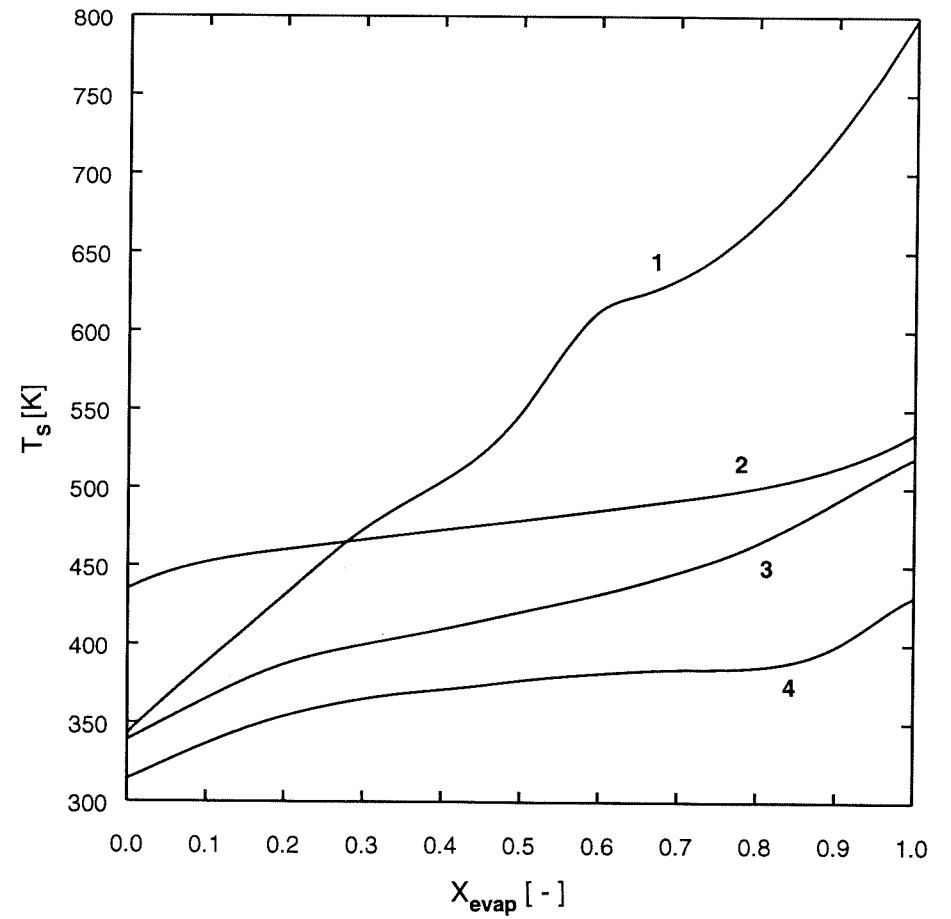


Bild 3.3.2 Vergleich der ASTM D86 - Destillationskurven von
 Nordsee-Rohöl : 1
 Jet A-1 : 2
 JP-4 : 3
 aviation gasoline : 4

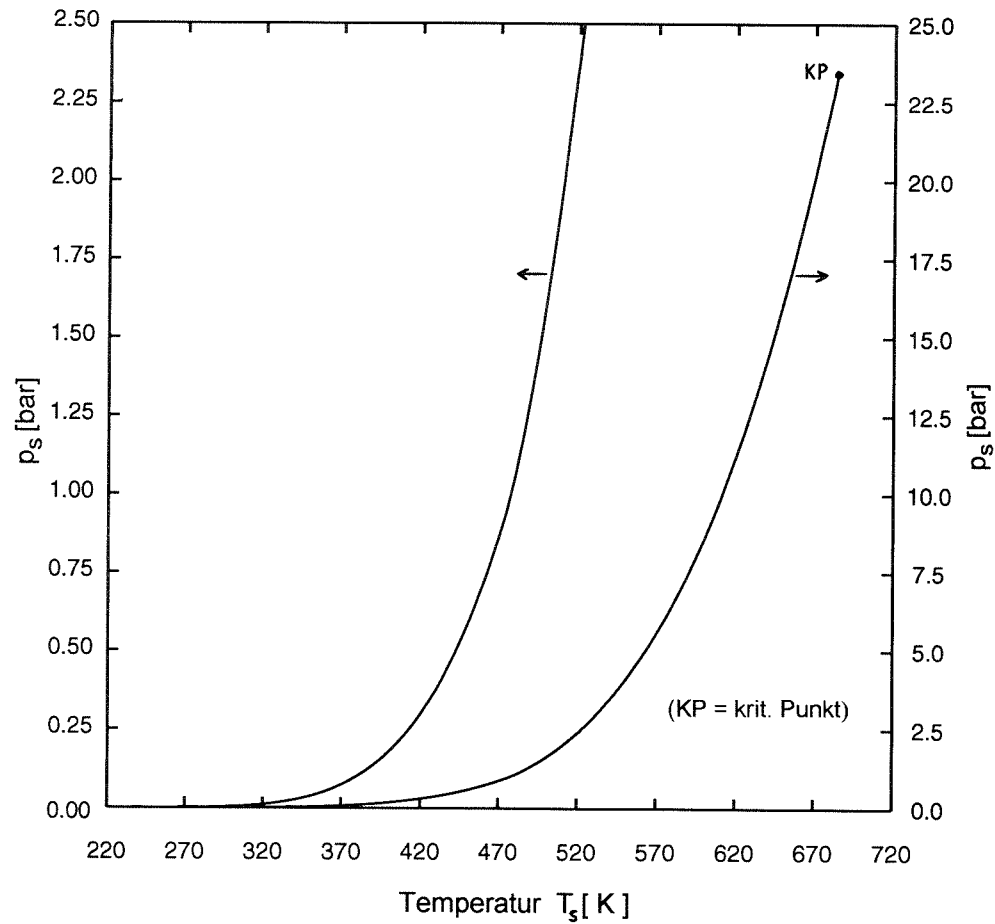


Bild 3.4.1 Dampfdruckkurve von Jet A-1 nach Gl. 3.4.2
(Der Funktionsverlauf ist für zwei verschiedene
Ordinatenmaßstäbe dargestellt)

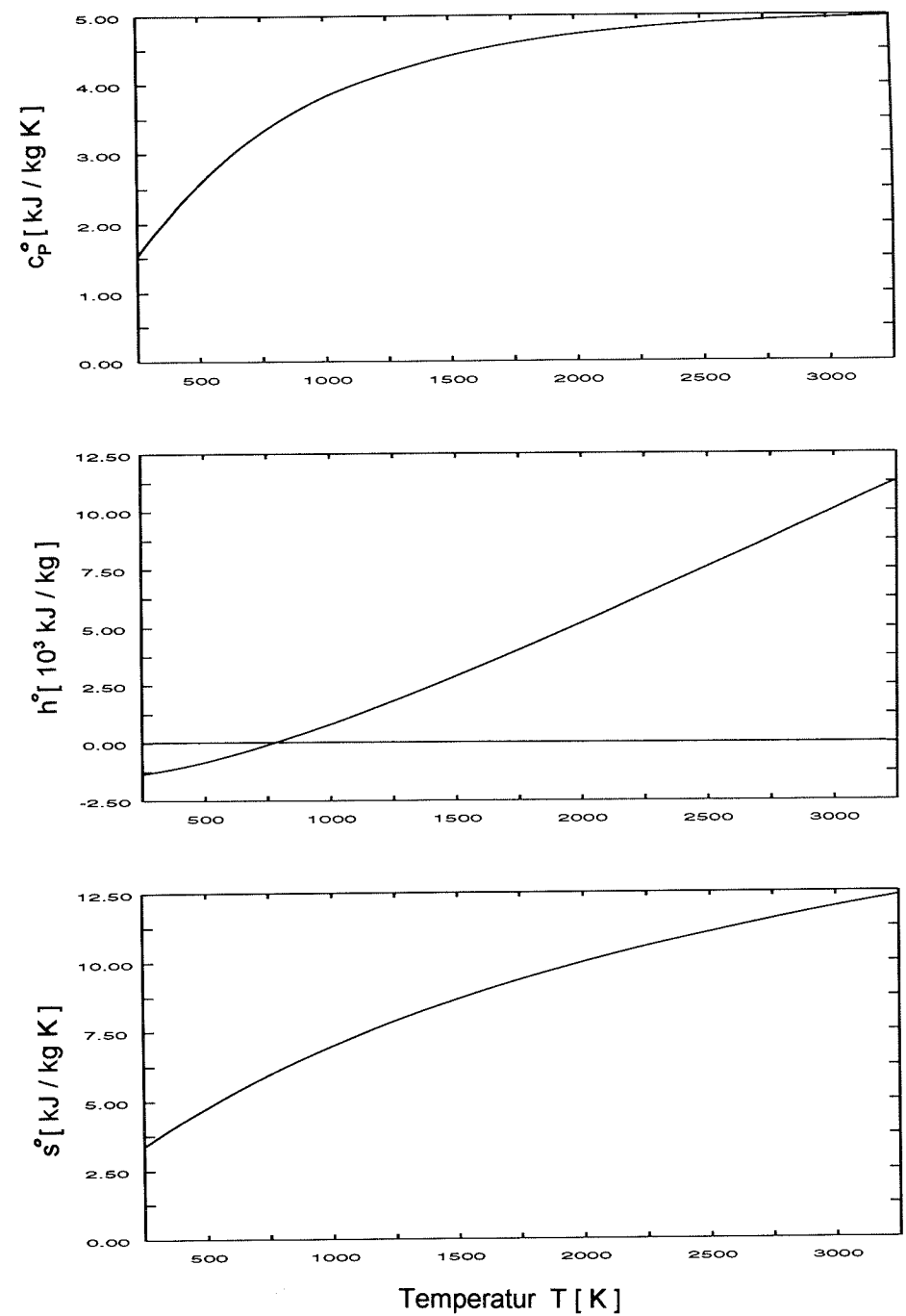


Bild 3.8.1 Spezif. isobare Wärmekapazität, Enthalpie und Entropie (bei 1 bar)
von gasförmigem Jet A-1 im idealen Gaszustand
(NASA-Polynom, Gl. 3.8.1 - 3 mit den Koeff. aus Gl. 3.8.6)

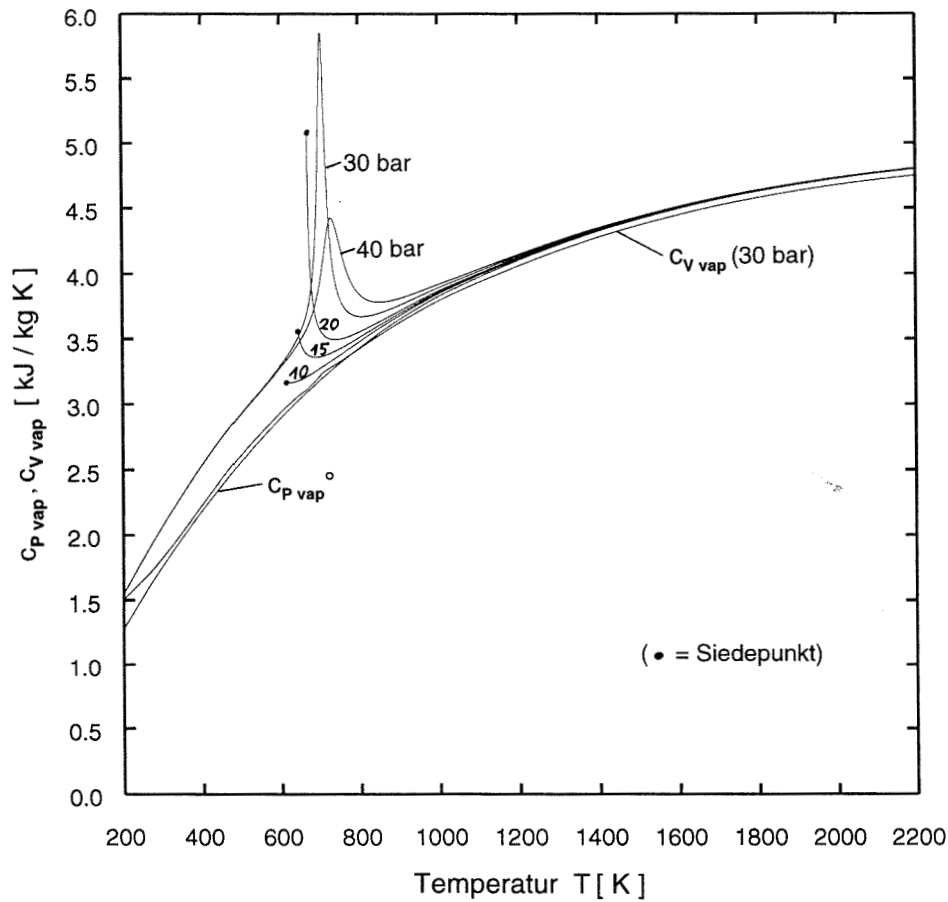


Bild 3.8.2 spezif. isobare Wärmekapazität von gasförmigem Jet A-1 nach Gl. 3.8.9 bei Drücken von $p = 10, 15, 20, 30, 40$ bar sowie im idealen Gaszustand $c_{p, \text{vap}}^{\circ}$ (NASA-Polynom, Gl. 3.8.1 + 3.8.6) und spezif. isochore Wärmekapazität bei 30 bar (Gl. 3.8.9 + 3.11.12)

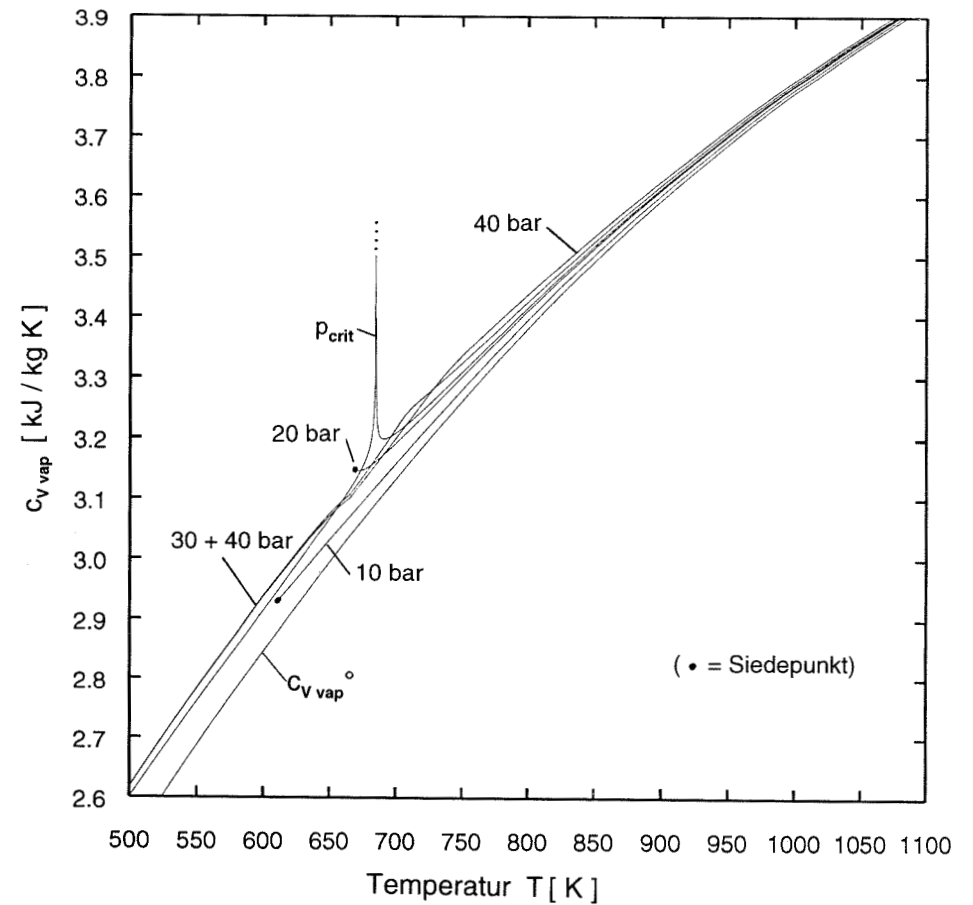


Bild 3.8.3 spezif. isochore Wärmekapazität von gasförmigem Jet A-1 nach Gl. 3.8.9 + 3.11.12 bei Drücken von $p = 10, 20, 30, 40$ bar u. $p = p_{\text{crit}}$ sowie im idealen Gaszustand $c_{v, \text{vap}}^{\circ} = c_{p, \text{vap}}^{\circ} - R$

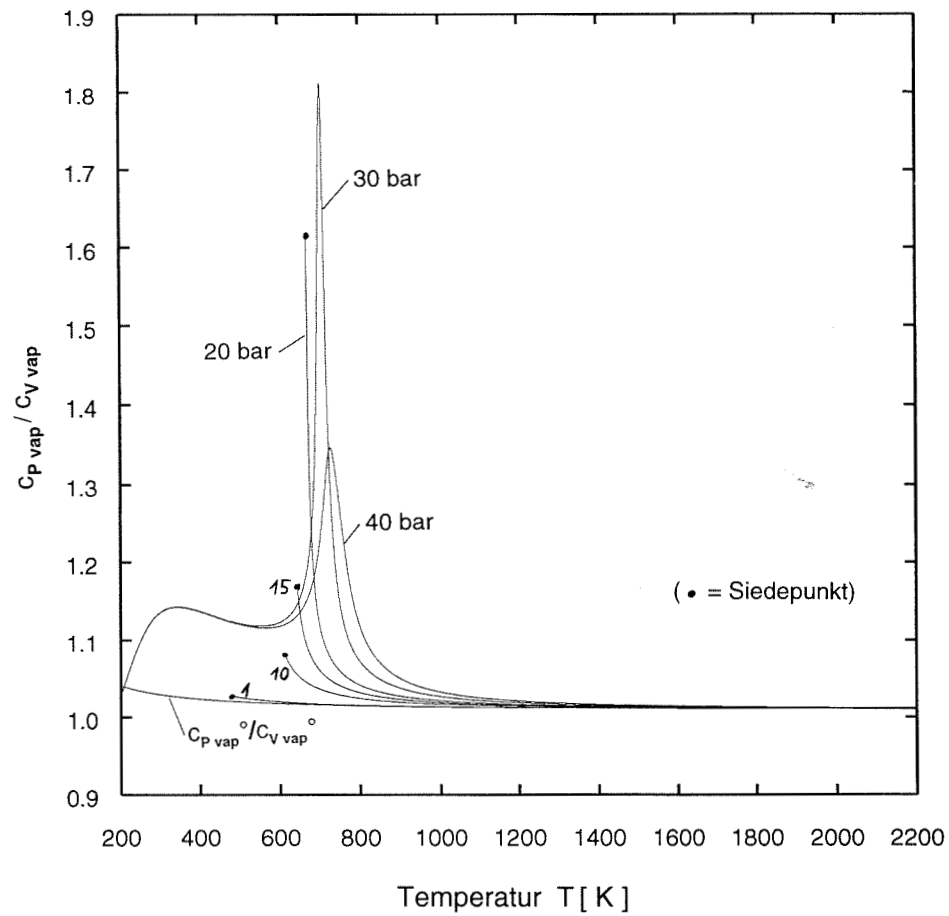


Bild 3.8.4 Verhältnis $c_{p,vap}/c_{v,vap}$ von gasförmigem Jet A-1 nach Gl. 3.8.9 + 3.11.12 bei $p = 1, 10, 15, 20, 30, 40$ bar sowie im idealen Gaszustand $c_{p,vap}^{\circ}/c_{v,vap}^{\circ}$

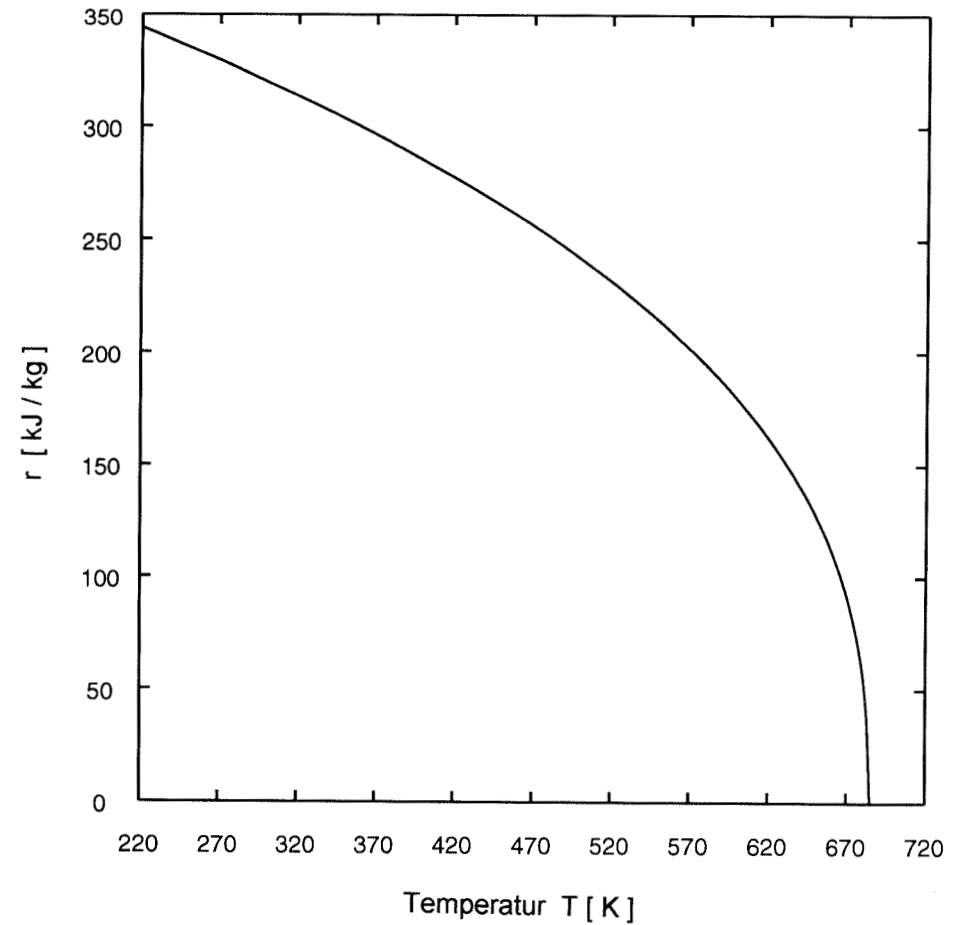


Bild 3.9.1 spezifische Verdampfungsenthalpie von Jet A-1 nach Gl. 3.9.4

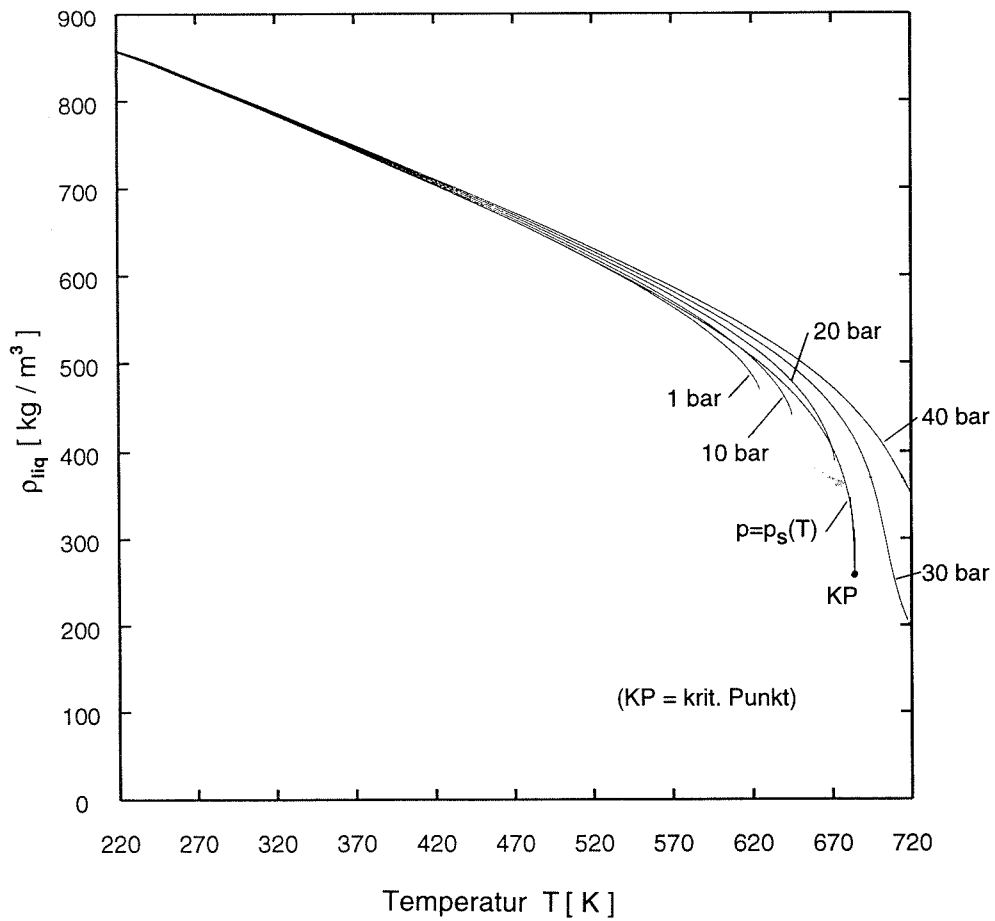


Bild 3.10.1 Dichte von flüssigem Jet A-1 nach der Lee-Kesler-Gl. ($\omega=0.295$) bei Drücken von $p=1, 10, 20, 30, 40$ bar sowie bei Sättigungsdruck $p=p_s(T)$

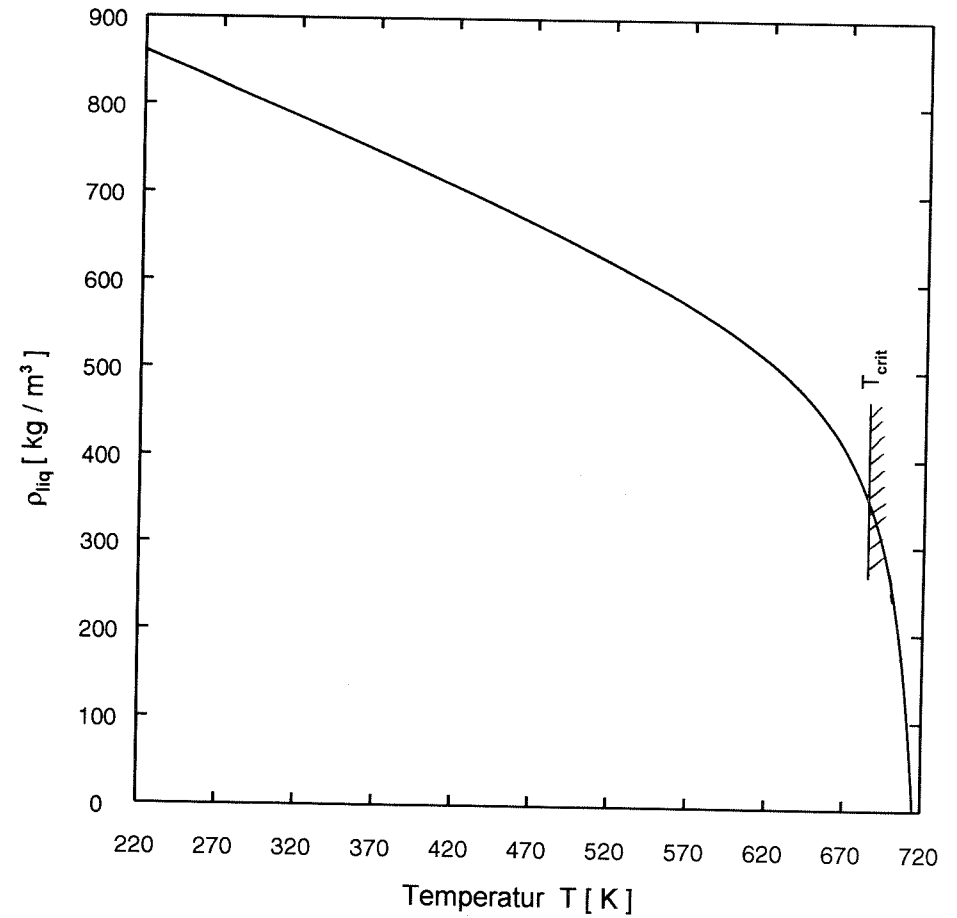


Bild 3.10.2 Dichte von flüssigem Jet A-1 nach Gl. 3.10.3 mit den Koeff. aus Gl. 3.10.5

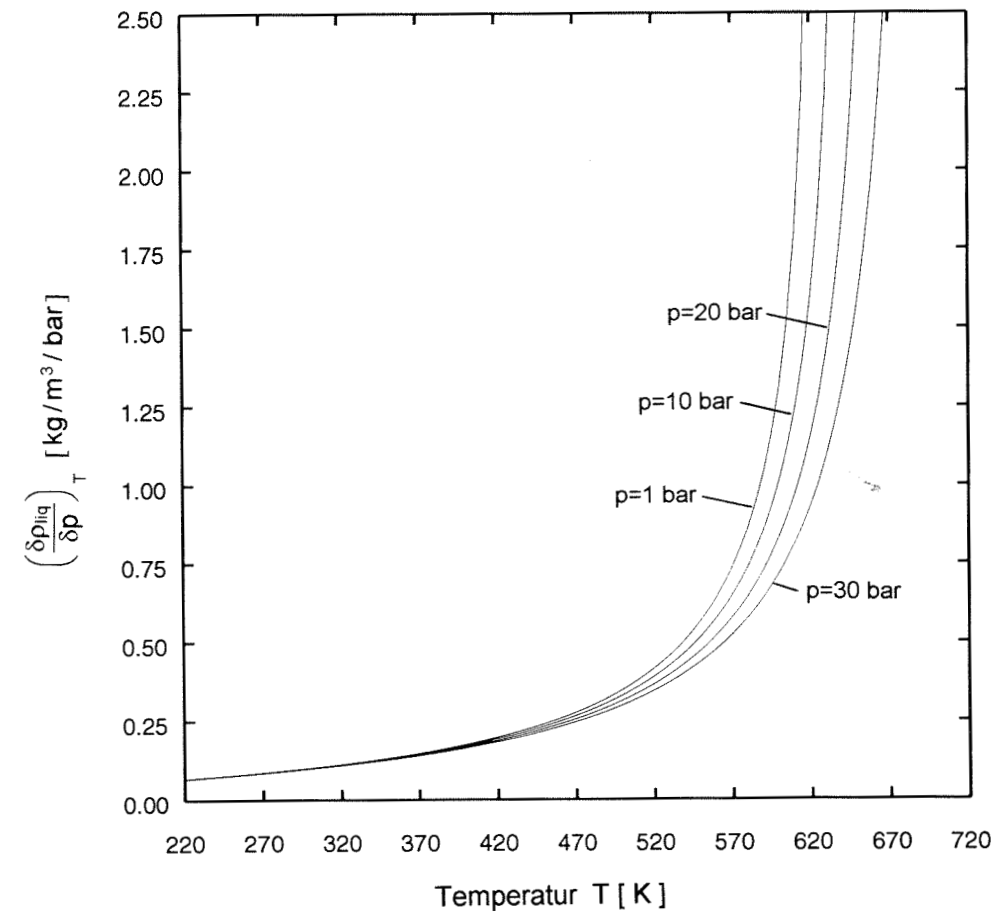


Bild 3.10.3 partielle Ableitung $\left(\frac{\delta \rho}{\delta p}\right)_T$ der Dichte von flüssigem Jet A-1 nach der Lee-Kesler-Gleichung ($\omega=0.295$) bei Drücken von $p = 1, 10, 20, 30$ bar

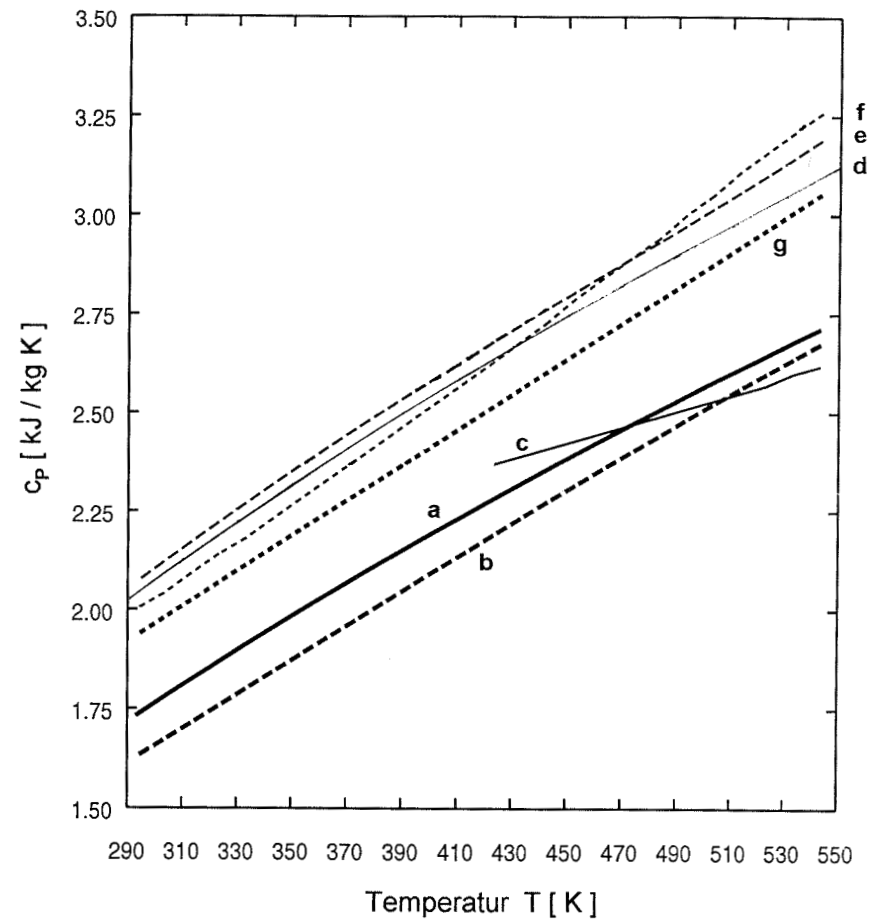


Bild 3.11.1 Spezifische isobare Wärmekapazität von gasförmigem u. flüssigem Kraftstoff (Vergleich von Angaben aus verschiedenen Quellen)

- a) $c_{p \text{ vap}}$ (Polynomkoeff.satz Gl. 3.8.6 für gasf. Jet A-1)
- b) $c_{p \text{ vap}}$ (Burcat-Polynomkoeff.satz für gasf. n-Heptan)
- c) $c_{p \text{ vap}}$ (Vargaftik-Werte für gasf. Kerosin)
- d) $c_{p \text{ liq}}$ (Näherungsformel Gl. 3.11.15 für flüssiges Jet A-1)
- e) $c_{p \text{ liq}}$ (Gracia-Salcedo -Polynomkoeff.satz für flüssiges Jet A)
- f) $c_{p \text{ liq}}$ (Vargaftik-Werte für flüssiges Kerosin)
- g) $c_{p \text{ liq}}$ (CRC-Werte für flüssiges Jet A-1)

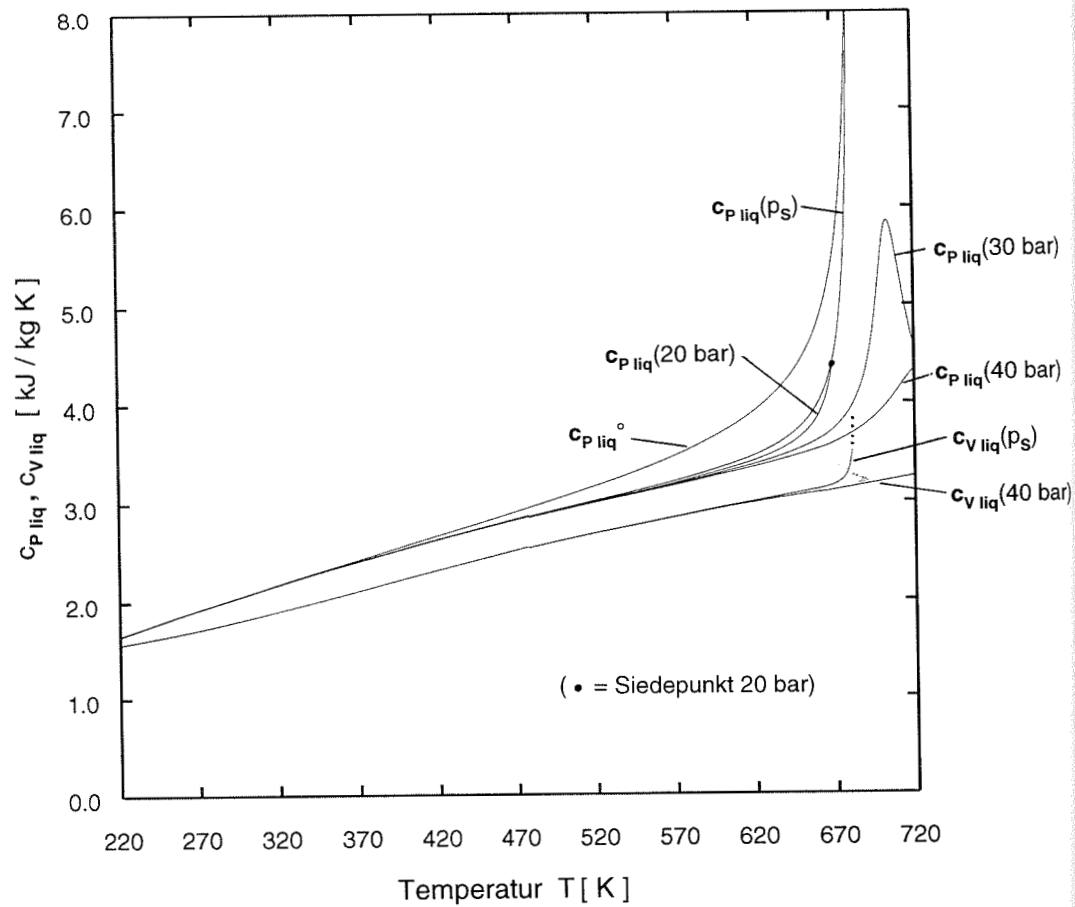


Bild 3.11.2 spezif. isobare und isochore Wärmekapazität von flüssigem Jet A-1 bei versch. Drücken, errechnet mithilfe der Lee-Kesler-Gleichung sowie ideale spezif. isobare Wärmekapazität $c_{P \text{ liq}}^\circ := c_{P \text{ vap}}^\circ - dr/dT$

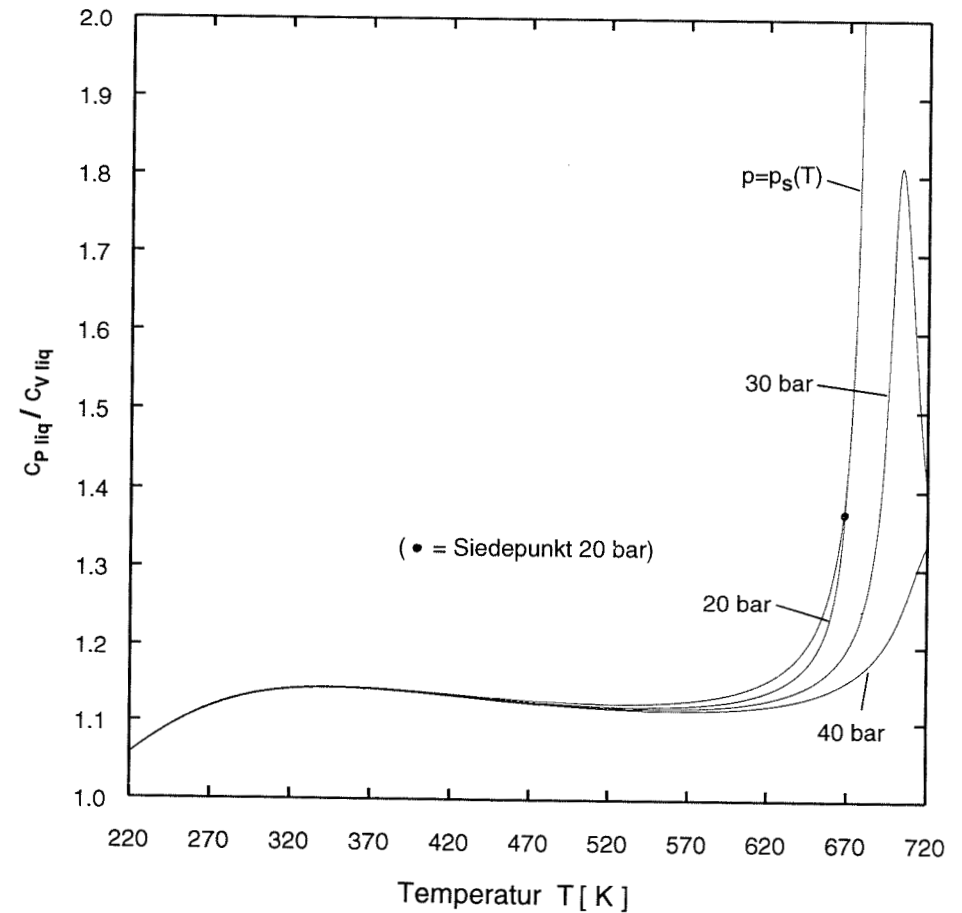
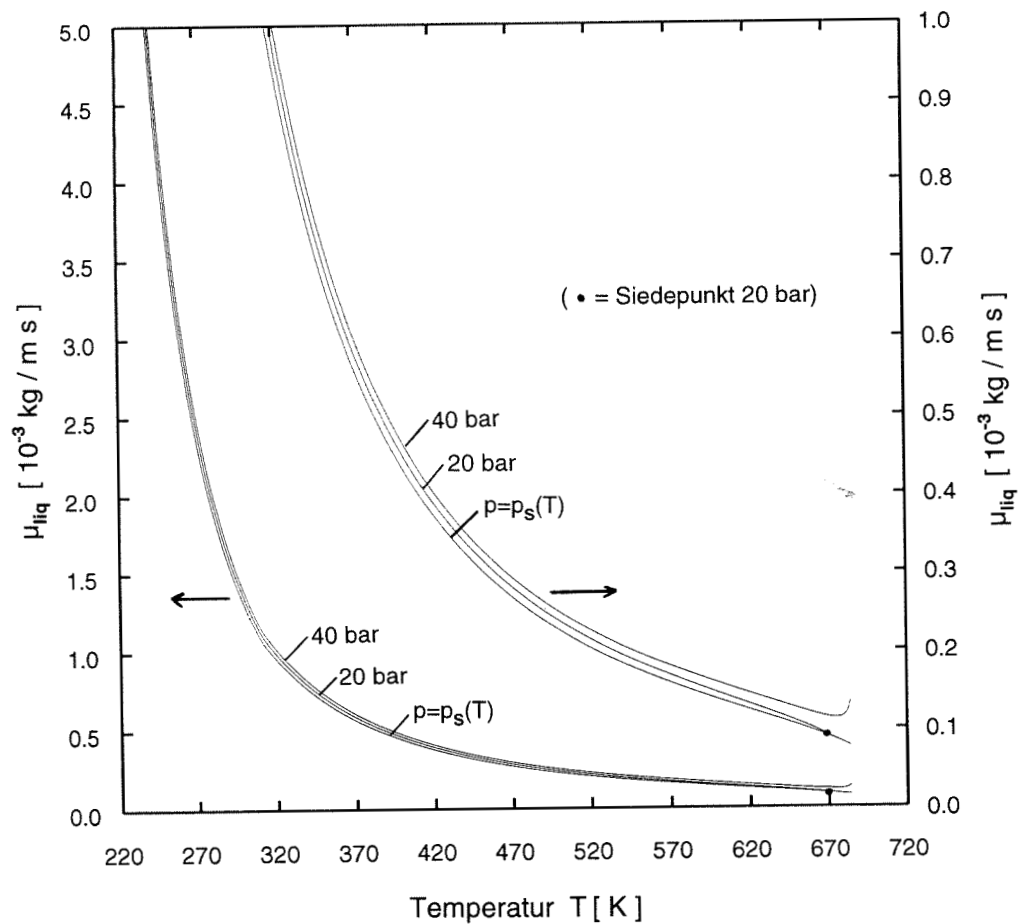
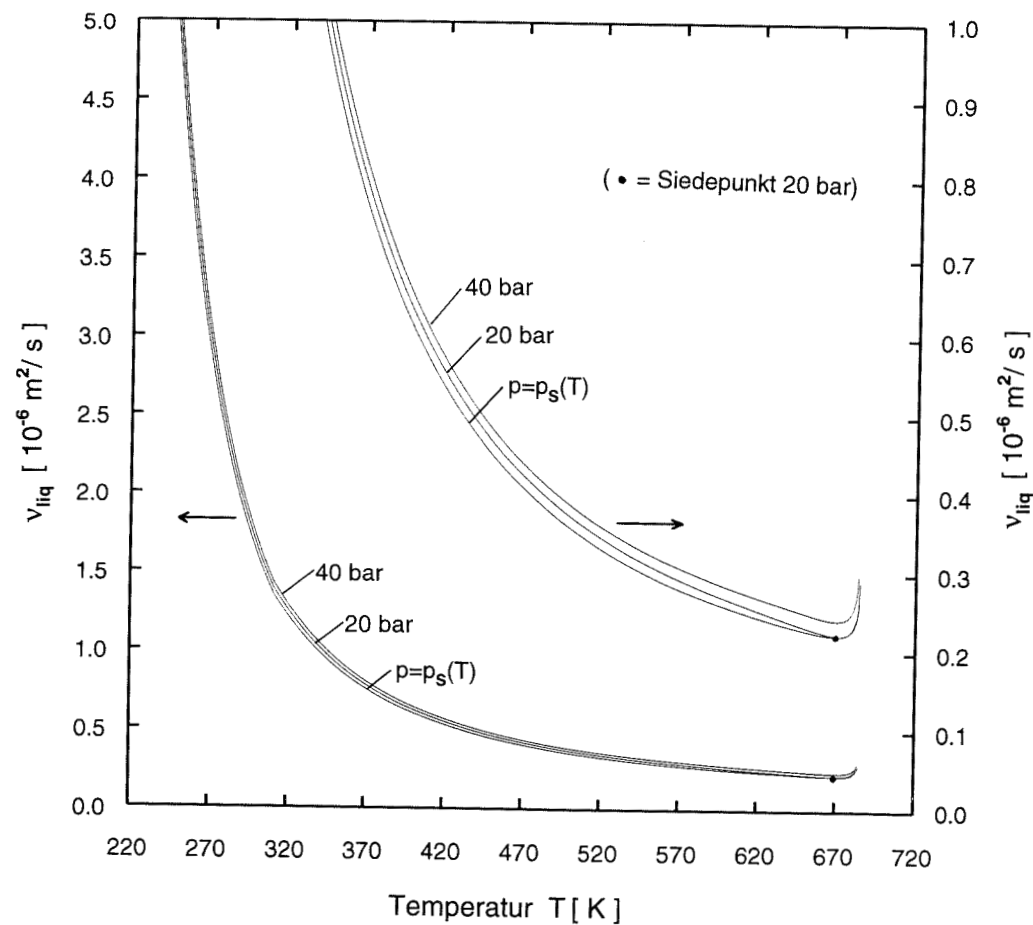


Bild 3.11.3 Verhältnis $c_{P \text{ liq}} / c_{V \text{ liq}}$ von flüssigem Jet A-1 errechnet mithilfe der Lee-Kesler-Gleichung bei $p = 20, 30, 40 \text{ bar}$ sowie bei Sättigungsdruck $p = p_S(T)$



($10^{-3} \text{ kg/m s} = 1 \text{ cPoise}$)

Bild 3.12.1 dynamische Viskosität von flüssigem Jet A-1 nach Gl. 3.12.1 u. 3.12.9 bei Drücken von $p = 20$ und 40 bar sowie bei Sättigungsdruck $p = p_s(T)$ (Die Verläufe sind für zwei verschiedene Ordinatenmaßstäbe dargestellt)



($10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} = 1 \text{ mm}^2/\text{s} = 1 \text{ cSt}$)

Bild 3.12.2 kinematische Viskosität von flüssigem Jet A-1, errechnet mittels Gl. 3.12.1, 3.12.9 und der Dichte nach Gl. 3.10.3 bzw. der Lee-K.-Gl. bei Drücken von $p = 20$ und 40 bar sowie bei Sättigungsdruck $p = p_s(T)$ (Die Verläufe sind für zwei verschiedene Ordinatenmaßstäbe dargestellt)

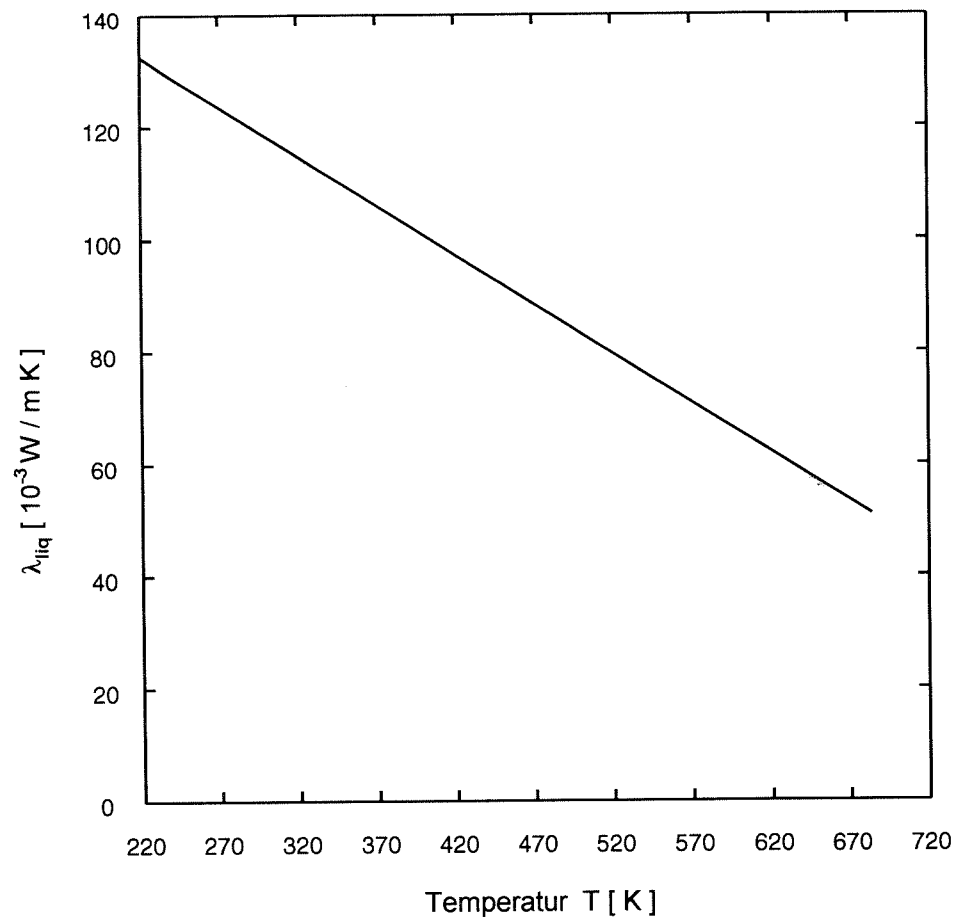


Bild 3.13.1 Wärmeleitfähigkeit von flüssigem Jet A-1 nach Gl. 3.13.3

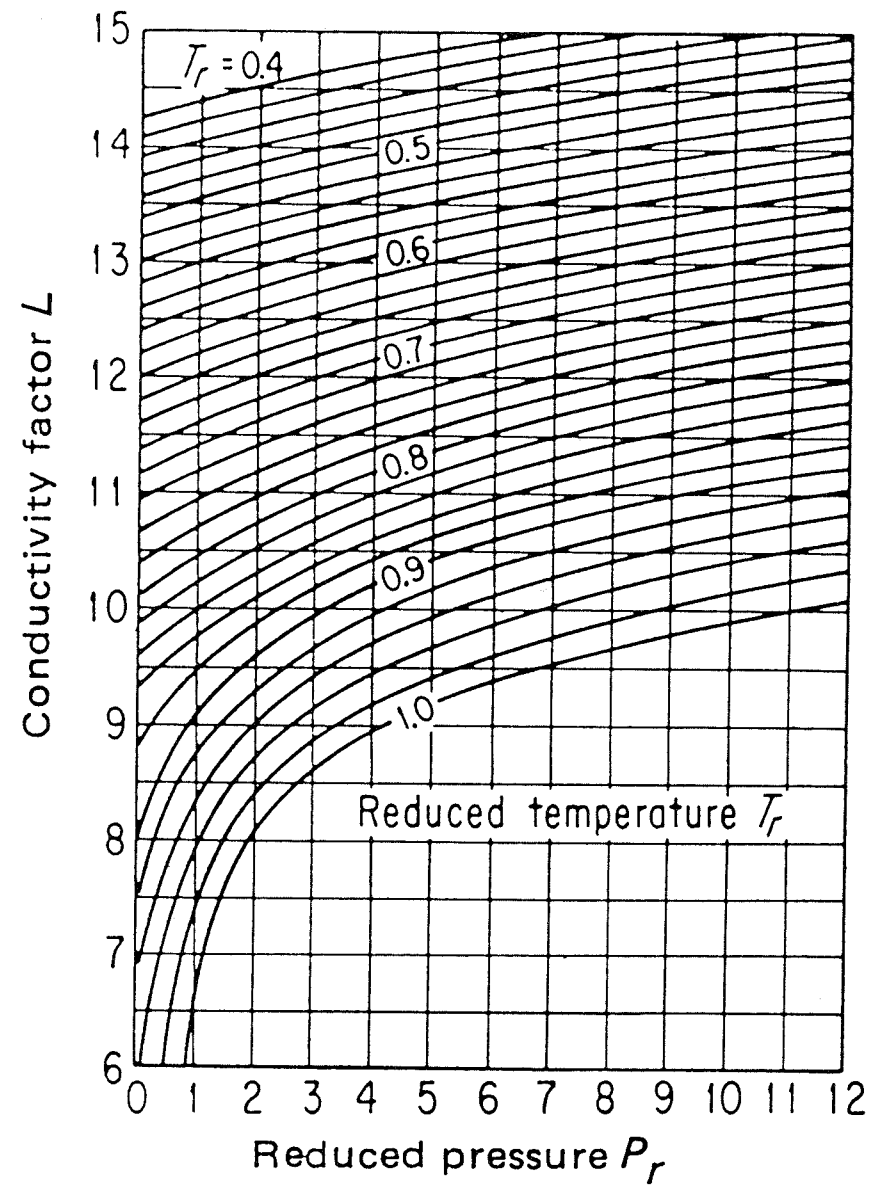


Bild 3.13.2 Lenoir-Diagramm (entnommen Reid et al. (1987, p. 558)) zur Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit nach Gl. 3.13.5

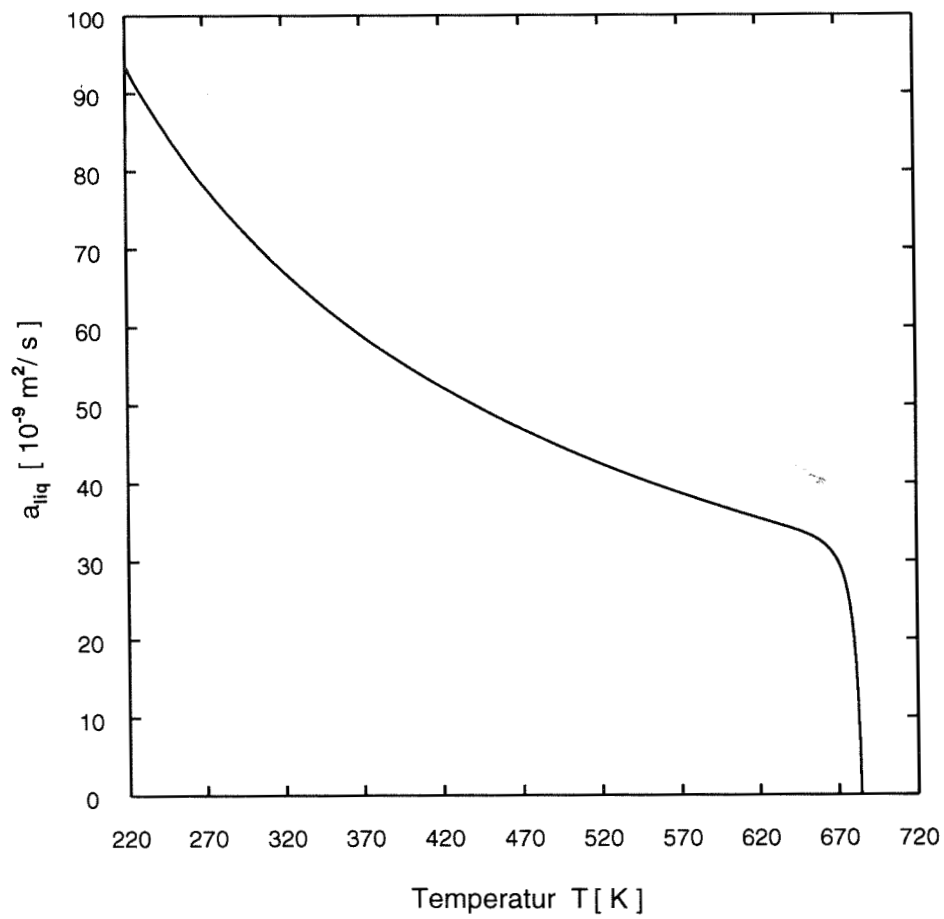


Bild 3.13.3 Temperaturleitfähigkeit von flüssigem Jet A-1 nach Gl. 3.13.6

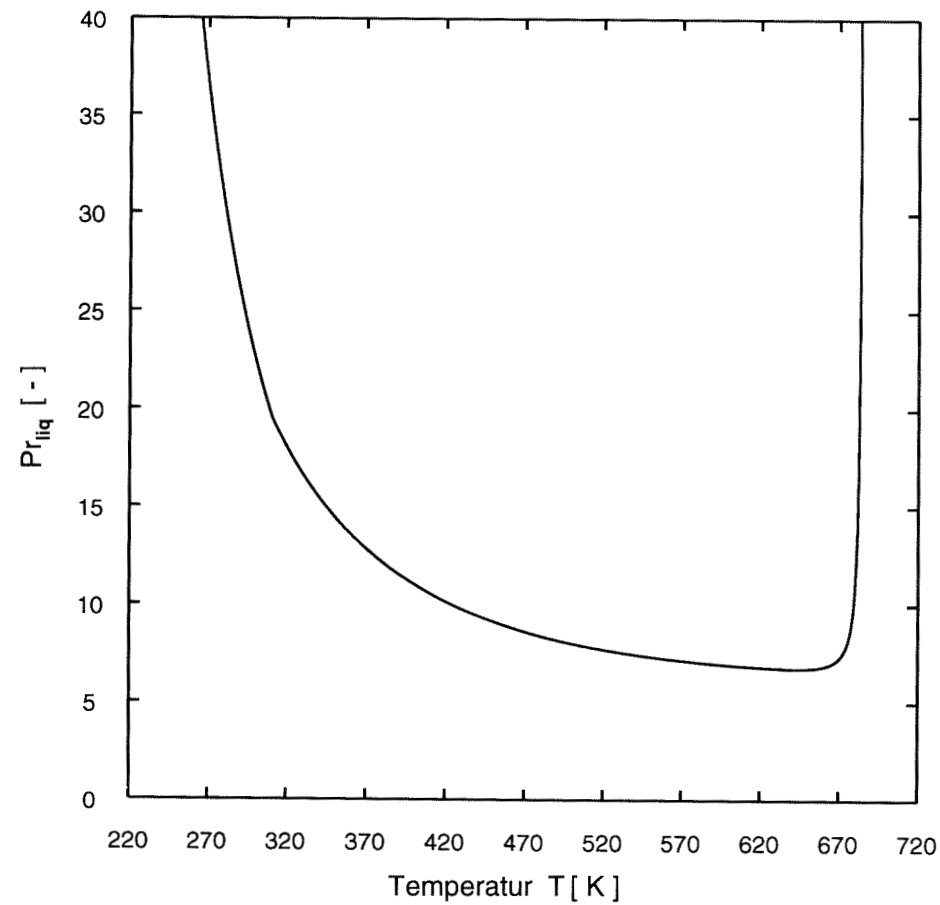


Bild 3.13.4 Prandtl-Zahl von flüssigem Jet A-1 nach Gl. 3.13.7

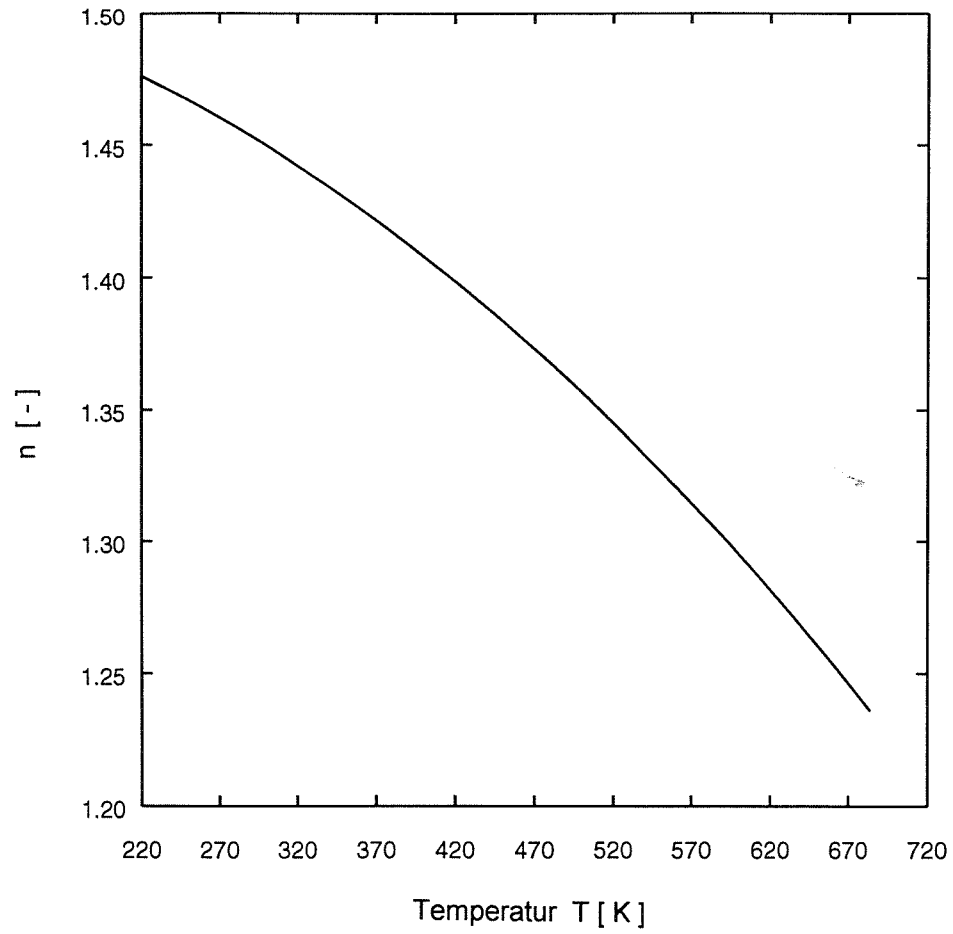
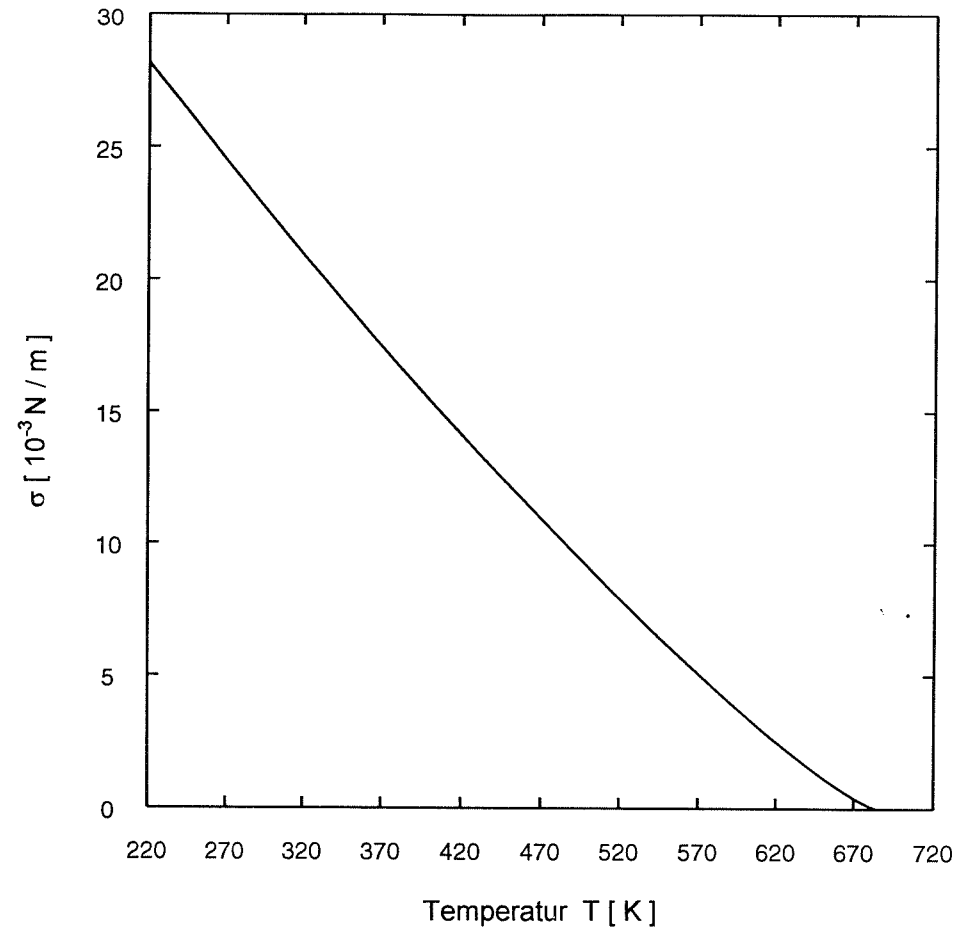


Bild 3.14.1 reeller Brechungsindex n von flüssigem Jet A-1 nach Gl. 3.14.1



(10^{-3} N / m = 1 dyn / cm)

Bild 3.19.1 Oberflächenspannung von Jet A-1 nach Gl. 3.19.2

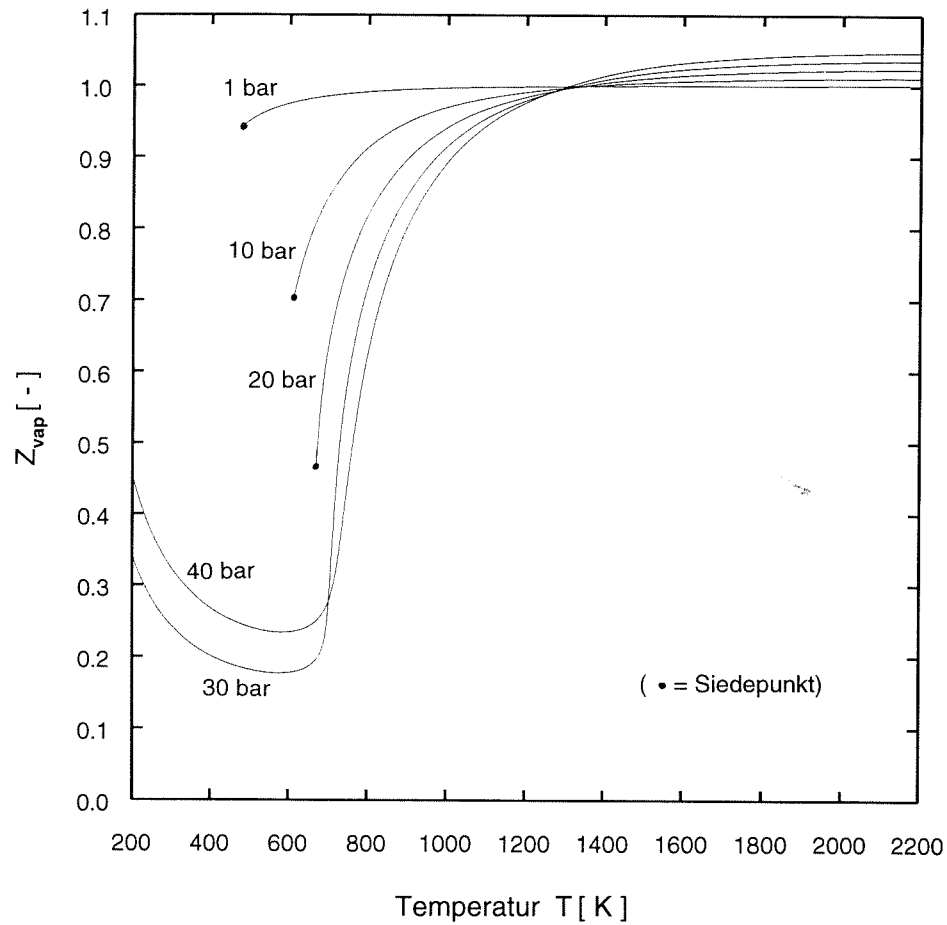


Bild 3.20.1 Realfaktor Z von gasförmigem Jet A-1 nach der Lee-Kesler-Gl. bei Drücken von $p=1, 10, 20, 30, 40$ bar

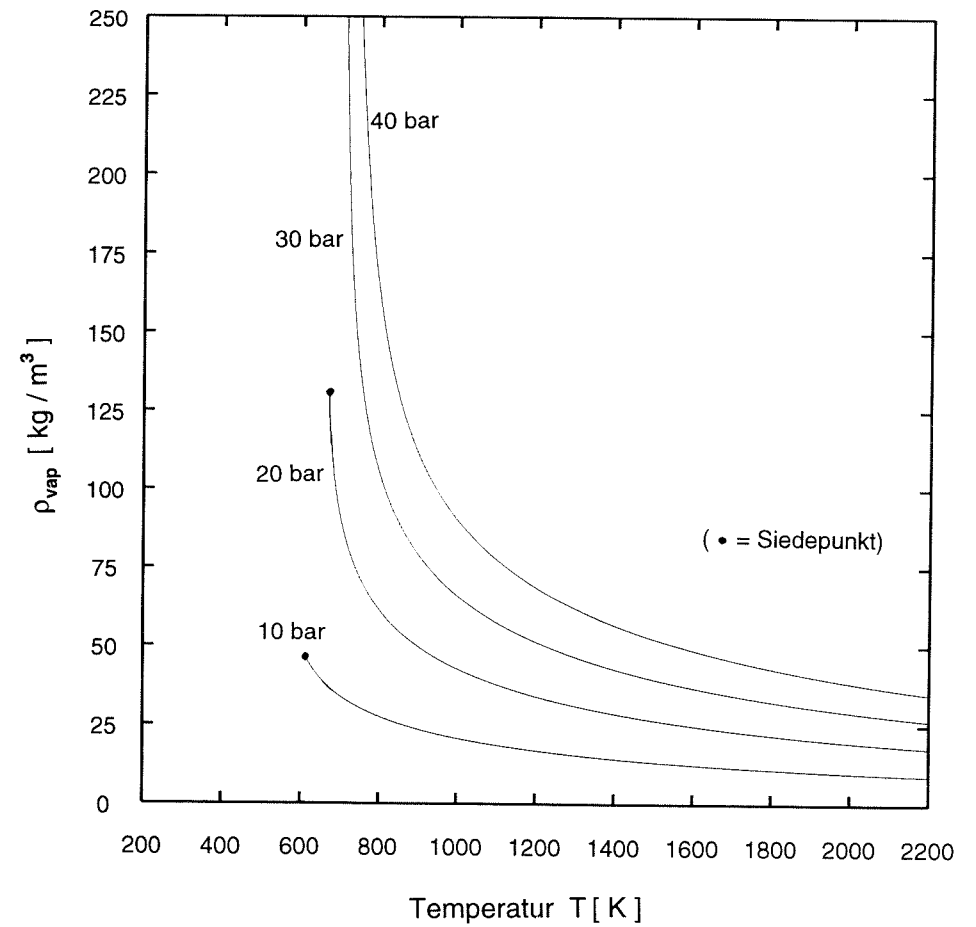
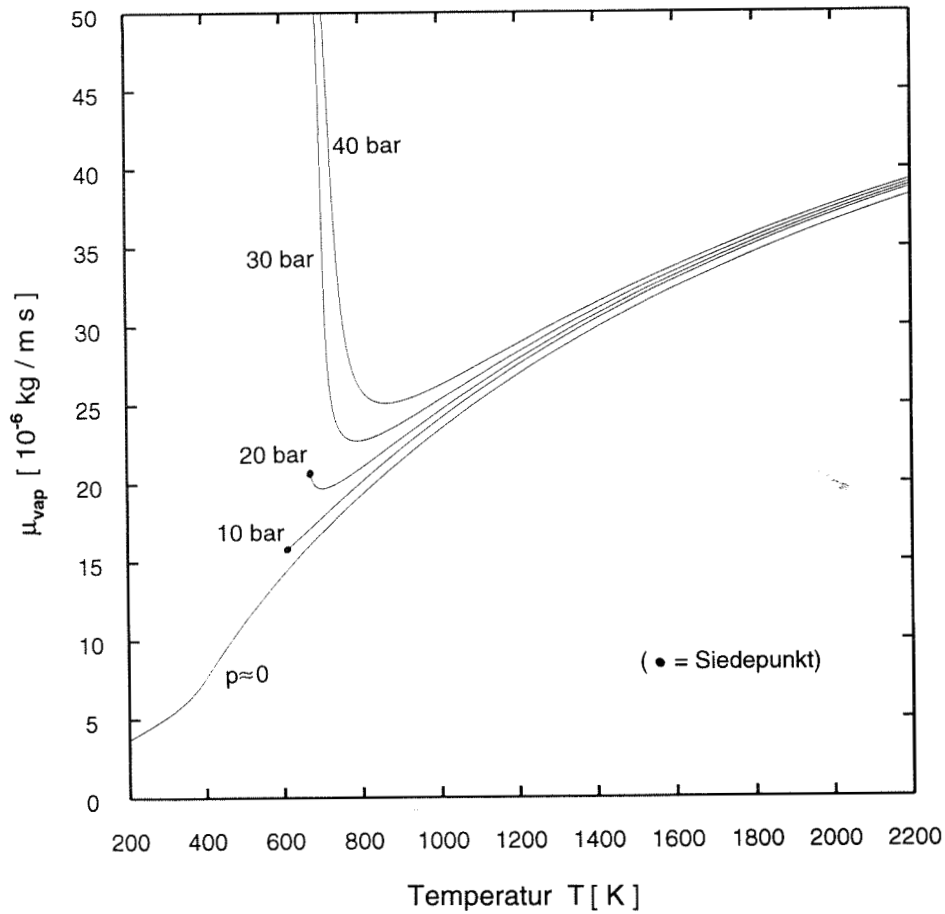
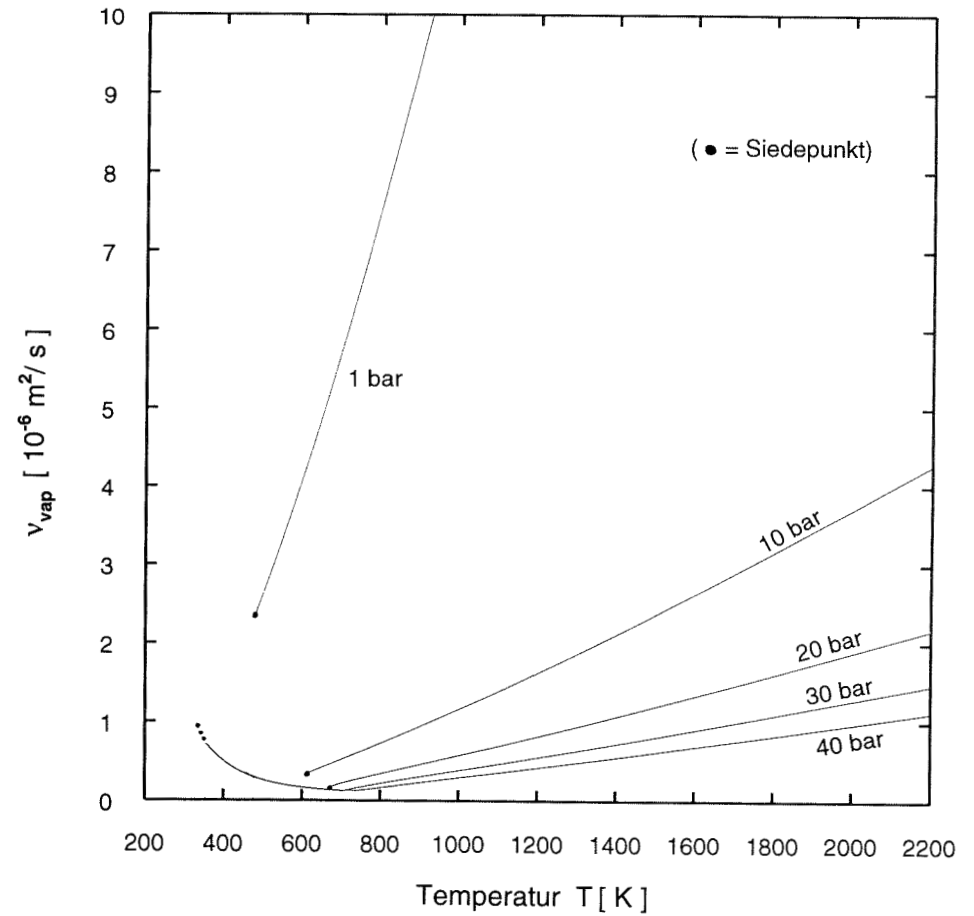


Bild 3.20.2 Dichte von gasförmigem Jet A-1 nach der Lee-Kesler-Gl. bei Drücken von $p=10, 20, 30, 40$ bar



($10^{-3} \text{ kg} / \text{m} \cdot \text{s} = 1 \text{ cPoise}$)

Bild 3.21.1 dynamische Viskosität von gasförmigem Jet A-1
nach Gl. 3.21.1 und 3.21.3
bei Drücken von $p \approx 0$, 10, 20, 30, 40 bar



($10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s} = 1 \text{ mm}^2 / \text{s} = 1 \text{ cSt}$)

Bild 3.21.2 kinematische Viskosität von gasförmigem Jet A-1
nach Gl. 3.21.1, 3.21.3 und der Lee-Kesler-Gl.
bei Drücken von $p = 1$, 10, 20, 30, 40 bar

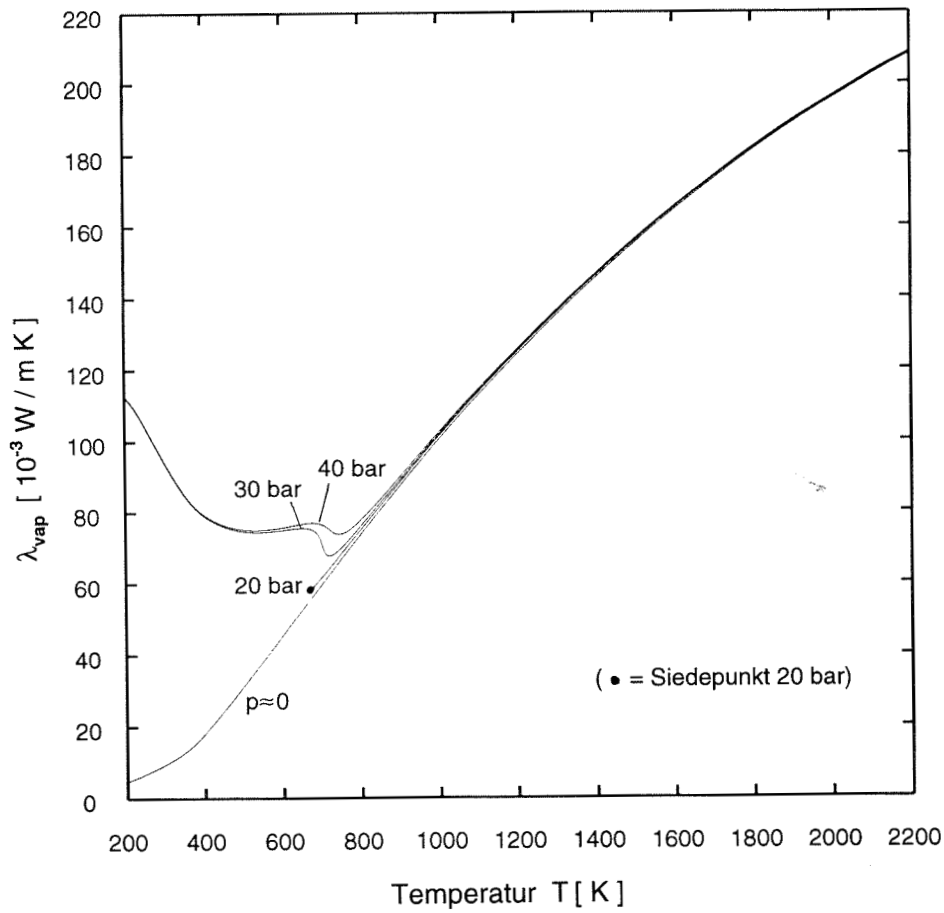


Bild 3.22.1 Wärmeleitfähigkeit von gasförmigem Jet A-1
nach Gl. 3.22.4 und 3.22.5
bei Drücken von $p \approx 0$, 20, 30, 40 bar

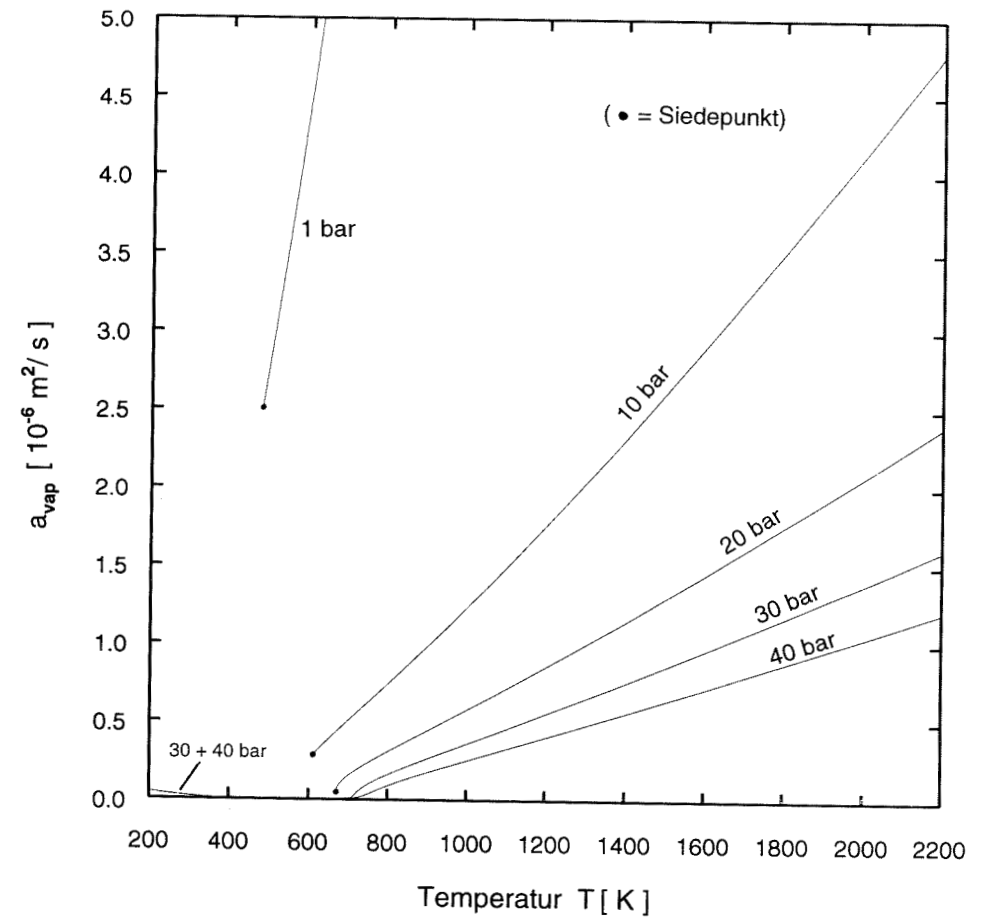


Bild 3.22.2 Temperaturleitfähigkeit von gasförmigem Jet A-1
nach Gl. 3.22.6 bei Drücken von $p = 1, 10, 20, 30, 40$ bar

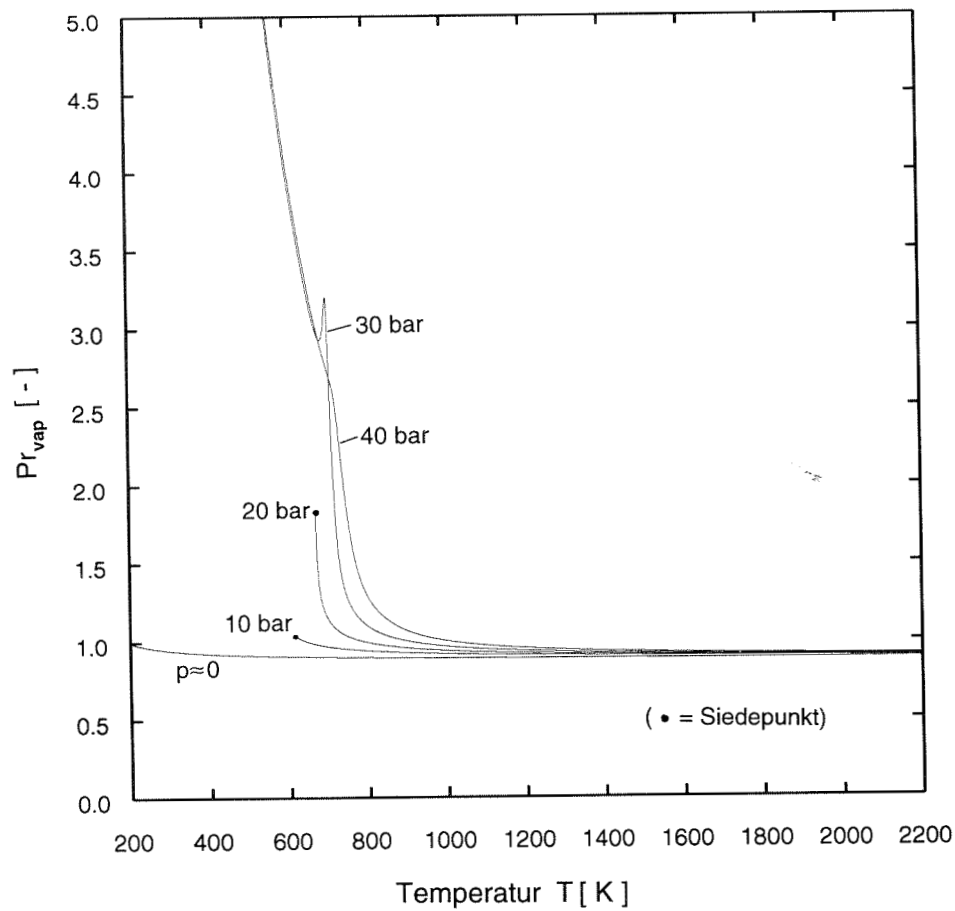


Bild 3.22.3 Prandtl-Zahl von gasförmigem Jet A-1 nach Gl. 3.22.7 bei Drücken von $p \approx 0, 10, 20, 30, 40$ bar

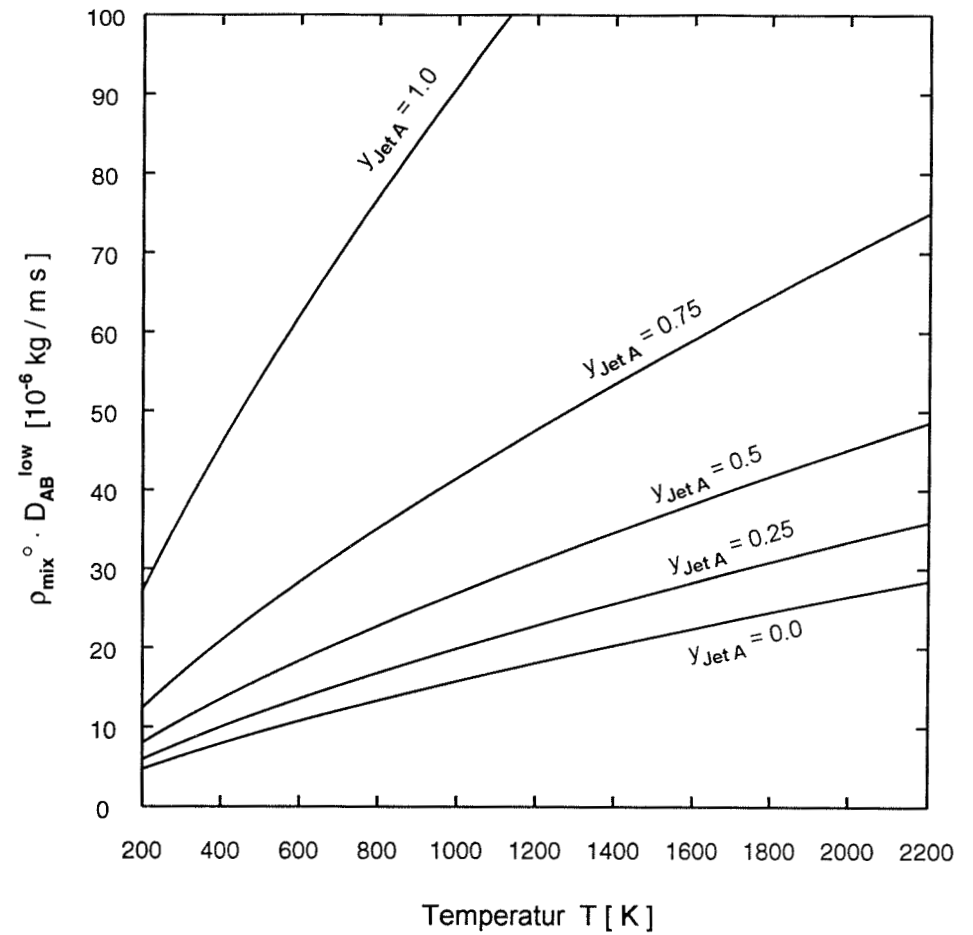
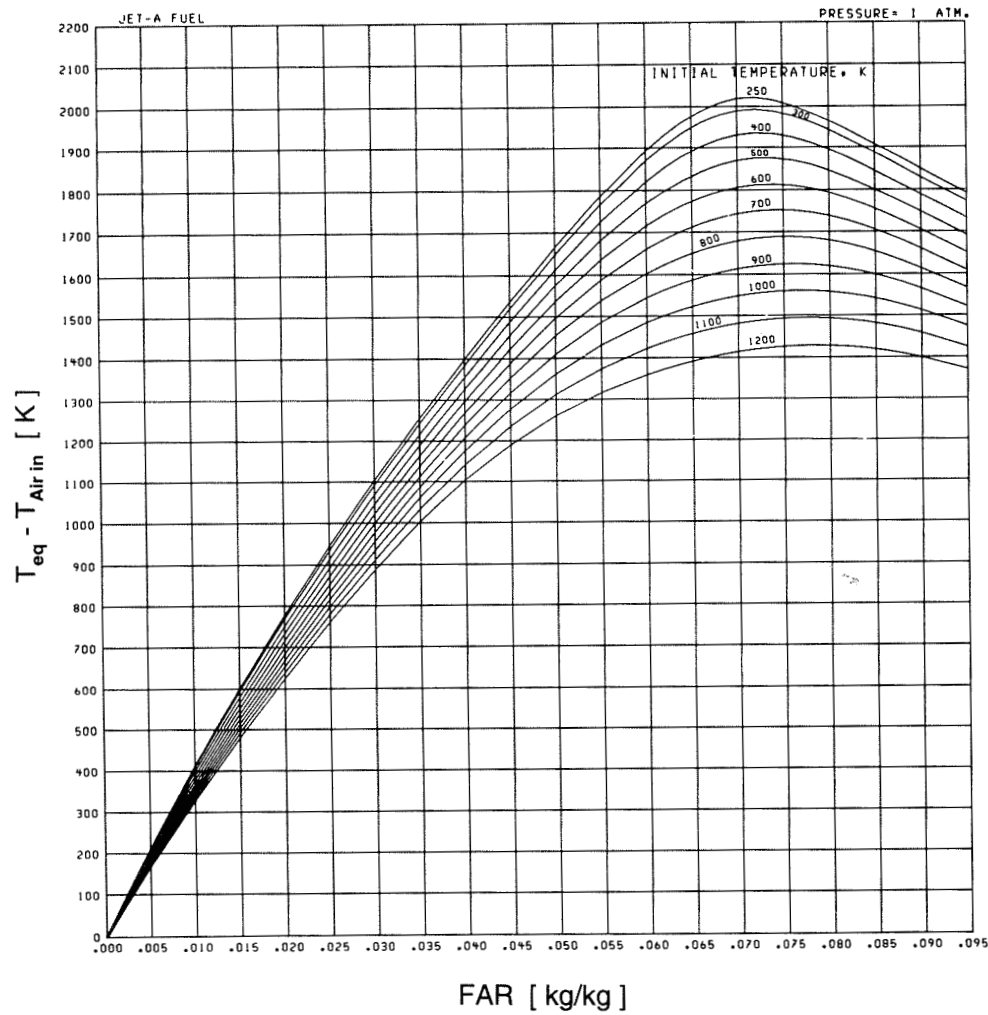
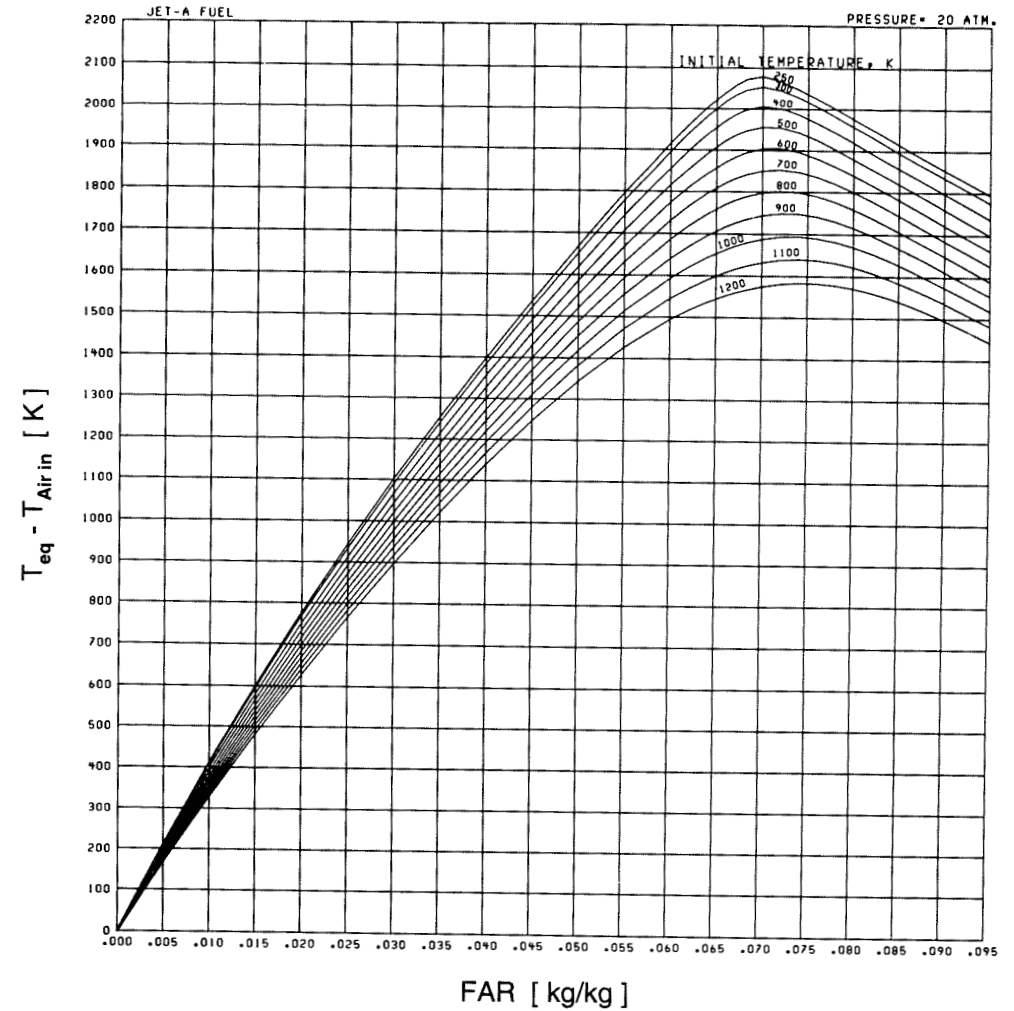


Bild 3.23.1 Produkt von Dichte und binärem Diffusionskoeffizienten $\rho_{mix}^o \cdot D_{AB}^{low}$ von gasförmigem Jet A-1 in Luft nach Gl. 3.23.6 bei versch. Massenanteilen des Jet A-1 $y_{Jet A} = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$



($FAR_{stoch} = 0.06824$)

Bild 3.24.1 Adiabate Gleichgewichts-Temperaturerhöhung $T_{eq} - T_{Air in}$ bei der Verbrennung von flüssigem Jet A-1 ($T_{JetA in} = 298$ K) in Luft als Funktion des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses FAR bei $p = 1$ atm für versch. Lufteintrittstemperaturen $T_{Air in}$ (entnommen Jones et al. (1984, Fig. 3(b)))



($FAR_{stoch} = 0.06824$)

Bild 3.24.2 Adiabate Gleichgewichts-Temperaturerhöhung $T_{eq} - T_{Air in}$ bei der Verbrennung von flüssigem Jet A-1 ($T_{JetA in} = 298$ K) in Luft als Funktion des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses FAR bei $p = 20$ atm für versch. Lufteintrittstemperaturen $T_{Air in}$ (entnommen Jones et al. (1984, Fig. 3(j)))

ANHANG 1 Universelle Gaskonstante, Molmasse einiger Elemente sowie Molmasse und Zusammensetzung von Luft

a) Universelle Gaskonstante:

$$R_m = 8314.510 \text{ J/kmol K} \quad (\text{A1.1})$$

Dieser Zahlenwert gehört zu den '1986 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants', entnommen Lide (1993, S. 1-1).

b) Molmasse einiger Elemente:

Die angegebenen Zahlenwerte entsprechen dem '1991 Report of the IUPAC Commission on Atomic Weights and Isotopic Abundances', entnommen Lide (1993, S. 1-7):

Element	Molmasse [kg/kmol]
C	12.011
H	1.00794
O	15.9994
N	14.00674

c) Molmasse und Standardzusammensetzung von Luft:

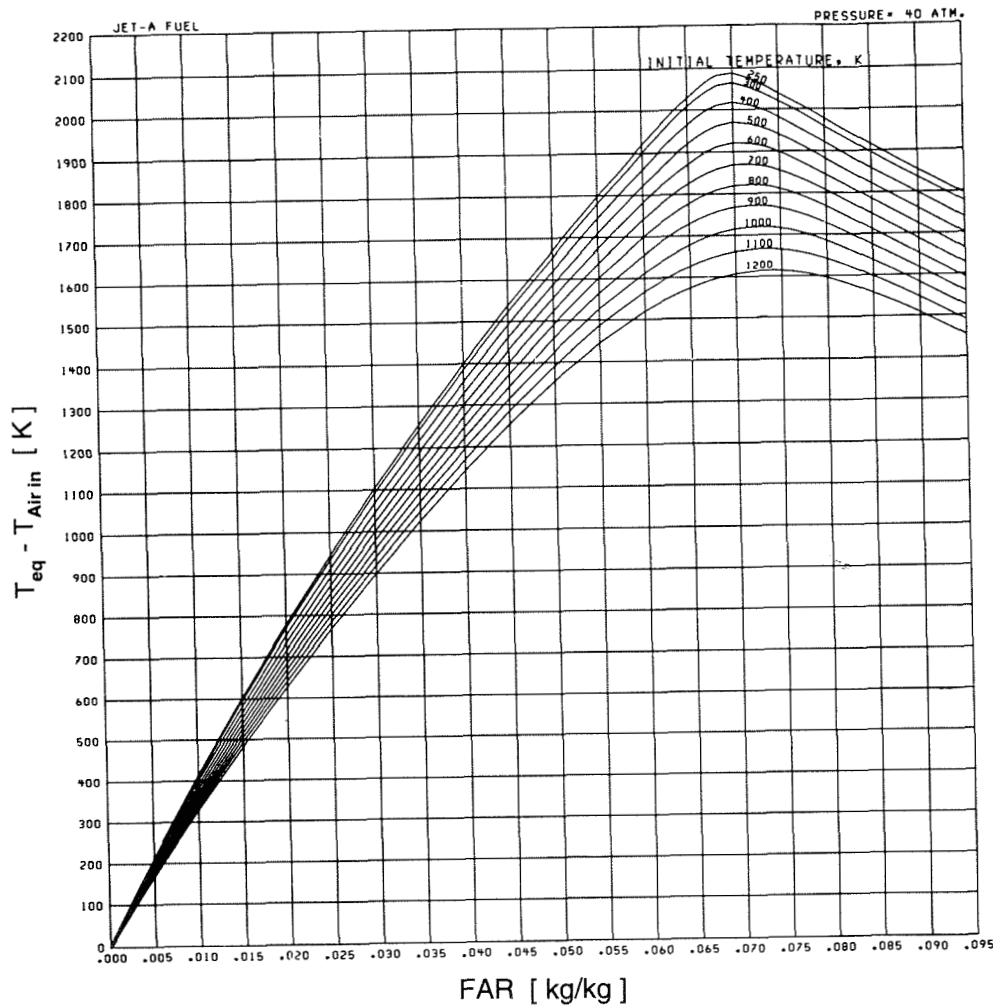
Die folgenden Angaben sind entnommen Lide (1993, S. 14-12 und 14-14) und entsprechen dem Buch: 'U.S. Standard Atmosphere, 1976', National Oceanic and Atmospheric Administration, National Aeronautics and Space Administration and the United States Air Force, 1976.

Für trockene¹ Luft wird bis zu einer Höhe von 85.5 km die Molmasse durch folgenden konstanten Wert wiedergegeben:

$$M_{\text{Air}} = 28.964 \text{ kg / kmol} \quad (\text{A1.2})$$

Als Zusammensetzung von trockener Luft in Meereshöhe wird angegeben:

Komponente	Molmasse [kg/kmol]	Molanteil [-]
N ₂	28.0134	0.78084
O ₂	31.9988	0.209476
Ar	39.948	0.00934



$$(\text{FAR}_{\text{stoch}} = 0.06824)$$

Bild 3.24.3 Adiabate Gleichgewichts-Temperaturerhöhung $T_{\text{eq}} - T_{\text{Air in}}$ bei der Verbrennung von flüssigem Jet A-1 ($T_{\text{Jet A in}} = 298 \text{ K}$) in Luft als Funktion des Kraftstoff/Luft-Verhältnisses FAR bei $p = 40 \text{ atm}$ für versch. Lufteintrittstemperaturen $T_{\text{Air in}}$ (entnommen Jones et al. (1984, Fig. 3(1)))

¹ 'trocken' bedeutet hier Abwesenheit von gasförmigem Wasser in der Luft

Komponente	Molmasse [kg/kmol]	Molanteil [-]
CO ₂	44.00995	0.000314
Ne	20.183	18.18E-06
He	4.0026	5.24E-06
Kr	83.80	1.14E-06
Xe	131.30	0.087E-06
CH ₄	16.04303	2.E-06
H ₂	2.01594	0.5E-06

Aus dem angegebenen Molanteil $x_{O_2 \text{ in Air}}$ des Sauerstoffs und dem Zahlenwert für die Molmasse von Luft errechnet sich der Massenanteil des Sauerstoffs zu:

$$y_{O_2 \text{ in Air}} = M_{O_2} / M_{\text{Air}} \cdot x_{O_2 \text{ in Air}} = 0.231425 \quad (\text{A1.3})$$

Oft muß Luft durch ein Ersatzgemisch aus Sauerstoff und Stickstoff approximiert werden. Es gibt dann zwei sinnvolle Möglichkeiten, das zu tun:

- ♦ das Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch soll denselben Molanteil an Sauerstoff haben wie in realer Luft. Anders ausgedrückt: Im Ersatzgemisch soll sich dieselbe Anzahl an Sauerstoffmolekülen pro Mol Gemisch finden wie in realer Luft. Dann ergibt sich wegen obiger Tabelle für das Ersatzgemisch:

$$x_{O_2} = 0.209476 \quad x_{N_2} = 1 - x_{O_2} = 0.790524 \quad (\text{A1.4})$$

Daraus errechnen sich die Massenanteile im Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch wegen:

$$y_{O_2} = \frac{M_{O_2}}{(\frac{1}{x_{O_2}} - 1) \cdot M_{N_2} + M_{O_2}} \quad (\text{A1.5})$$

$$\text{zu: } y_{O_2} = 0.2323526 \quad y_{N_2} = 1 - y_{O_2} = 0.7676474 \quad (\text{A1.6})$$

und man erhält als Molmasse:

$$M = x_{O_2} M_{O_2} + (1 - x_{O_2}) M_{N_2} = 28.84831 \text{ kg/kmol} \quad (\text{A1.7})$$

- ♦ das Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch soll denselben Massenanteil an Sauerstoff haben, wie in realer Luft. Dann ergibt sich wegen Gl. A1.3:

$$y_{O_2} = 0.231425 \quad y_{N_2} = 1 - y_{O_2} = 0.768575 \quad (\text{A1.8})$$

Daraus errechnen sich die Molanteile im Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch wegen:

$$x_{O_2} = \frac{M_{N_2}}{(\frac{1}{y_{O_2}} - 1) \cdot M_{O_2} + M_{N_2}} \quad (\text{A1.9})$$

$$\text{zu: } x_{O_2} = 0.2086149 \quad x_{N_2} = 1 - x_{O_2} = 0.7913851 \quad (\text{A1.10})$$

und man erhält als Molmasse:

$$M = [y_{O_2} / M_{O_2} + (1 - y_{O_2}) / M_{N_2}]^{-1} = 28.84488 \text{ kg/kmol} \quad (\text{A1.11})$$

ANHANG 2 Spezifikation von Jet A-1

Die folgende Spezifikation für Jet A-1 nach ASTM D1655 (Ausgabe vom Nov. 1993) ist DERA (1997) entnommen. Darin bedeutet das Kürzel 'Report', daß die Norm zwar keinen Grenzwert für die betreffende Größe vorschreibt, doch muß der Lieferant der Charge den aktuellen gemessenen Zahlenwert der betreffenden Größe im Prüfbericht vermerken. Entsprechend bedeutet 'NR' (= no report), daß für die Charge kein aktueller Wert angegeben zu werden braucht.

SPECIFICATION ISSUE DATE GRADE	(Notes 1&2)	ASTM D1655 93a Nov-93 Jet A-1
Acidity, total	mgKOH/g max	0,1
Aromatics - spec	vol% max	22
Olefins	vol% max	NR
Sulphur, total	mass% max	0,3
Sulphur, Mercaptans	mass% max	0,003
OR Doctor Text		Negative
Distillation:		
IBP	°C max	NR
10% vol recovered at	°C max	205
20% vol recovered at	°C max	NR
50% vol recovered at	°C max	Report
90% vol recovered at	°C max	Report
FBP	°C max	300
Residue	vol% max	1,5
Loss	vol% max	1,5
Flash Point(Note 3)	°C min	38
Density at 15°C	kg/m ³	775 to 840
Freezing Point	°C max	-47
Viscosity at -20°C	mm ² /s max	8,0
Specific Energy, net	MJ/kg min	42,8
Smoke pt. - spec	mm min	25
OR Smoke pt.	mm min	19
AND Naphthalenes	vol% max	3,0
Copper Corrosion	max	1
Silver Corrosion	max	NR
Thermal Stability:		
JFTOT test temp	°C	260(245)
Filter pressure drop	mmHg max	25
Tube Deposit(visual)rating		< 3
Peacock/Abnormal deposits		fail
Existent gum	mg/100mL max	7
Water Reaction		
Interface Rating	max	1b
WSIM/MSEP	min	NR
Electrical Conductivity(Note 5)	pS/m	50-450

ADDITIVES	ASTM D 1655
* ANTIOXIDANT(HT-Fuel)	Opt.
* ANTIOXIDANT(non HT-Fuel)	Opt.
* AMINE TYPE ANTIOXIDANT	Perm.
* METAL DEACTIVATOR	Opt.
* STATIC DISSIPATOR	Opt.
* CORROSION INHIBITOR/ LUBRICITY IMPROVER	Perm.

- * Optional - Opt.
- * Mandatory - Mand.
- * Permitted - Perm.
- * NR - No Report
- * HT - Hydrotreated

ANHANG 3 Analyse von Kerosin Jet A nach Faith et al.

Die folgende Tabelle für Jet A ist dem Bericht von Faith, Ackerman, Henderson (1971, S. 45) entnommen.

Table XVI. ANALYSES OF JET A FUEL (F-187)

Gum, Steam Jet: 0.1 mg/100 ml

Fluorescent Indicator Analysis

Component	Concentration, % vol
Saturates *)	84
Olefins	1
Aromatics	15

*) davon Naphthene im Kraftstoff: 47 Vol.% (laut p. 10)

Mass Spectrometer Ring Analysis

Number of Rings	Concentration, % vol
0	38
1	33
2	25
3	4

Trace Impurities

Component	Concentration, ppb
Sulfur	10,000
Lead	500
Nickel	13
Copper	7
Iron	7

Hydrocarbon Type Analysis (High Resolution Mass Spectrometer)

Type	Concentration, % vol	Avg. C Number
C _n H _{2n+2}	35	12.1
C _n H _{2n}	27	11.5
C _n H _{2n-2}	21	12.2
C _n H _{2n-4}	5.1	12.7
C _n H _{2n-6}	5.5	10.7
C _n H _{2n-8}	3.9	12.2
C _n H _{2n-10}	1.1	11.9
C _n H _{2n-12}	0.27	11.8
C _n H _{2n-14}	0.25	13.7
C _n H _{2n-16}	0.11	12.3
C _n H _{2n-18} to C _n H _{2n-20}	0	
Avg. Molecular Weight:	166	

ASTM D86 Distillation

Distilled, %	Temperature, °F
I.B.P.	334
5	354
10	363
15	369
20	375
30	388
40	402
50	417
60	431
70	444
80	458
90	475
95	490
E.P.	498
Recovery	98.5% vol
Residue	1.5% vol
Pressure	766.4 mm Hg

Carbon Number (Chromatographic Analysis)

Carbon Number	Concentration, % wt
8	0.1
9	4.3
10	13.3
11	14.4
12	19.5
13	18.8
14	14.2
15	10.6
16	3.3
17	0.8
18	0.4
19	0.2
> 19	0.1

ANHANG 4 Analyse von Kerosin Jet A-1 nach Guéret

Die folgende Tabelle für Jet A-1 ist der Dissertation von Guéret (1989, S. 23) entnommen.

Composition d'un kérosène TRO

hydrocarbures	% masse	exemple de composés dosés	% masse	masse molaire g
alcane	78			$\bar{M} = 160$
C ₈	1,1	n octane	0,75	114,23
C ₉	8,2	n nonane	3,8	128,26
C ₁₀	15,4	n décane	4,82	142,26
C ₁₁	13,6	n undécane	4,8	156,32
C ₁₂	13,7	n dodécane	4,1	170,34
C ₁₃	14,2	n tridécane	3,1	198,4 184,4
C ₁₄	7,2	n tétradécane	1,4	222,42 198,4
C ₁₅	2,1			
autres	2,1			
naphénique	9,8			$\bar{M} = 131$
C ₉	4,7	n propyl- cyclohexane	1	126,4
C ₁₀	2,5	n butyl- cyclohexane	0,66	140,27
autres	2,6			
aromatique	12,2			$\bar{M} = 125$
C ₈	0,56			106,17
C ₉	5,7	1,2,4 triméthyl benzène	2,2	120,20
C ₁₀	4,5			134,20
autres	1,4			

ANHANG 5 Ein Ersatzgemisch für Kerosin Jet A-1

Hier wird der Versuch beschrieben, das Jet A-1 auf der Basis der Analyse von Guéret (1989) auf seine Hauptkomponenten zu reduzieren und die Eigenschaften dieses Ersatzgemischs über Mischungsregeln aus den Eigenschaften der reinen Komponenten zu bestimmen, um auf diesem Weg zu Stoffwerten für reales Jet A-1 zu gelangen.

Das Ergebnis vorweg: Die zugrundeliegende Analyse von Guéret stellte sich für diesen Zweck als letztlich nicht detailliert genug heraus. Zudem ist das dort analysierte Kerosin TR0 nicht typisch für Jet A-1. Es hat eine geringere Molmasse und ist leichterflüchtig (s. Kap. 2.2). Darum repräsentieren die errechneten Eckdaten für das Ersatzgemisch das Jet A-1 nur angenähert. Die folgende Tabelle zeigt sie im Vergleich mit den empfohlenen Werten (Gl. 2.2.3, 3.1.1, 3.1.4, 3.1.5, 3.5.2) für Jet A-1:

	Ersatzgemisch	reales Jet A-1
Molmasse	151.3 kg/kmol	167.3 kg/kmol
kritischer Druck	21.71 bar	23.44 bar
kritische Temperatur	645.6 K	684.26 K
kritische Dichte	245.7 kg/m ³	261.6 kg/m ³
kritischer Realfaktor	0.2490	0.2635
azentrischer Faktor	0.4882	0.3599

Man erkennt die größten Abweichungen beim azentrischen Faktor ω . Er lag für das Ersatzgemisch deutlich höher als für das reale Jet A-1, weil im Ersatzgemisch mangels detaillierter Analysedaten die im Kerosin vorherrschenden Alkane allein durch die geradkettigen n-Alkane repräsentiert werden mußten. Deren azentrischer Faktor liegt aber wegen der größeren Abweichung der Molekülstruktur von der Kugelsymmetrie stets höher als der ihrer Isomere (Beispiel: n-Dekan $C_{10}H_{22}$ hat ein $\omega = 0.489$, wohingegen die Isomere 3,3,5-Trimethylheptan, 2,2,3,3-Tetramethylhexan, 2,2,5,5-Tetramethylhexan, die alle die gleiche Summenformel $C_{10}H_{22}$ besitzen, ein $\omega = 0.382$ bzw. 0.364 bzw. 0.375 haben (Werte aus VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da14)). Eine detailliertere zukünftige Analyse von Jet A-1 müßte daher vor allem die Alkane nach Isomeren aufschlüsseln, deren azentrischer Faktor bei gleicher Summenformel erheblich variiert.

Grundsätzlich bleibt jedoch der Weg, die Eigenschaften von Kerosin aus einem Ersatzgemisch zu bestimmen, sinnvoll. Aus diesem Grund soll die Vorgehensweise zur Festlegung eines Ersatzgemischs aus den vorgegebenen Analysedaten von Guéret hier näher beschrieben und die verwendeten Formeln zur Ermittlung der oben angegebenen Eckdaten des Ersatzgemischs aufgeführt werden.

In der Analyse von Guéret (wiedergegeben in Anhang 4 dieses Berichts, s. auch Kap. 2.2) ist jeweils der Massenanteil der Alkane, Cycloalkane und Aromaten angegeben. Um zu korrigieren, daß die Anzahl der C-Atome (C_X) eines Teils der Spezies in diesen drei Klassen nicht in die quantifizierten C_X -Gruppen fällt ('autres'), wurde deren Massenanteil jeweils gleichmäßig auf alle C_X -Gruppen der betreffenden Klasse aufgeteilt. Dies erreicht man, indem man den Massenanteil jeder Klasse durch die Summe der Massenanteile der in dieser Klasse quantifizierten C_X -Gruppen dividiert und deren Massenanteil dann mit jeweils diesem Verhältnis

multipliziert. Darüber hinaus wurde jede C_X -Gruppe durch die darin von Guéret hauptsächlich vorgefundene Spezies ersetzt. Für drei der insgesamt dreizehn C_X -Gruppen hatte Guéret jedoch keinen Hauptvertreter angegeben. Hier mußten Spezies angenommen werden: n-Pentadekan als Vertreter der C_{15} -Gruppe der Alkane, sowie in der Klasse der Aromaten Äthylbenzol als Vertreter der C_8 -Gruppe sowie 1,2,4,5-Tetramethylbenzol als Vertreter der C_{10} -Gruppe. Man erhält so folgendes Ersatzgemisch aus 13 Kohlenwasserstoffen:

chem. Formel	Name	Molmasse [kg/kmol]	Massenanteil [%]	Molanteil [%]	T_{crit} [K]	P_{crit} [bar]	$V_{m,crit}$ [cm ³ /mol]	ω azentr. Faktor
C_8H_{18}	n-Oktan	114.23	1.136	1.506	568.8	24.9	492.0	0.398
C_9H_{20}	n-Nonan	128.26	8.472	9.996	594.6	22.9	548.0	0.445
$C_{10}H_{22}$	n-Dekan	142.28	15.910	16.922	617.7	21.2	603.0	0.489
$C_{11}H_{24}$	n-Undekan	156.31	14.050	13.603	638.8	19.7	660.0	0.535
$C_{12}H_{26}$	n-Dodekan	170.34	14.154	12.575	658.2	18.2	713.0	0.575
$C_{13}H_{28}$	n-Tridekan	184.37	14.670	12.042	676.0	17.2	780.0	0.619
$C_{14}H_{30}$	n-Tetradekan	198.39	7.438	5.674	693.0	14.4	830.0	0.581
$C_{15}H_{32}$	n-Pentadekan	212.42	2.170	1.546	707.0	15.2	880.0	0.706
C_9H_{18}	n-Propyl-Cyclohexan	126.24	6.397	7.669	639.0	28.0	506.5	0.258
$C_{10}H_{20}$	n-Butyl-Cyclohexan	140.27	3.403	3.671	667.0	31.5	455.4	0.362
C_8H_{10}	Äthylbenzol	106.17	0.635	0.905	617.2	36.0	374.0	0.302
C_9H_{12}	1,2,4-Trimethylbenzol	120.19	6.463	8.137	649.2	32.3	430.2	0.376
$C_{10}H_{14}$	1,2,4,5-Tetramethylbenzol	134.22	5.102	5.753	675.0	29.4	482.3	0.435

Die aufgeführten kritischen Daten und der azentrische Faktor der einzelnen Komponenten sind dem VDI-Wärmeatlas (1994, S. Da6 ff.) entnommen. Da Angaben des kritischen Volumens für n-Propyl-Cyclohexan, n-Butyl-Cyclohexan, 1,2,4-Trimethylbenzol und 1,2,4,5-Tetramethylbenzol fehlten, wurden diese Werte mittels der Riedel-Formel (Gl. 3.1.5) errechnet.

Im folgenden werden die Formeln (Reid et al. (1977, S. 82)) wiedergegeben, mit denen die oben angegebenen Eckdaten für das Ersatzgemisch ermittelt wurden. Es handelt sich um die Mischungsregeln, die Lee u. Kesler (1975) für die Anwendung der Lee-Kesler-Gleichung (s. Anhang 6) auf Gemische empfehlen.

Für die mittlere Molmasse des Gemischs gilt die exakte Beziehung:

$$M_{mix} = \sum_i x_i M_i \quad (A5.1)$$

x_i ist der Molanteil ('mole fraction' [kmol i / kmol Gemisch]) der i-ten Komponente.

ANHANG 6 Die Lee-Kesler-Zustandsgleichung für reale Fluide

Die thermische Zustandsgleichung von Lee und Kesler (1975), die auch in Varnavas (1994, Appendix A+B) sowie in Reid et al. (1977, 1987) beschrieben ist, basiert auf dem erweiterten Korrespondenzprinzip (s. Schmidt et al. (1975, S. 233)) und stellt eine Erweiterung der Benedict-Webb-Rubin-Gleichung (s. Reid et al. (1977, S. 43-50)) dar. Die Lee-Kesler-Gleichung ist für nichtpolare Fluide gut geeignet und wurde an einer Vielzahl von Kohlenwasserstoffen und Kohlenwasserstoffgemischen getestet. Von daher erscheint sie mir für Jet A-1 besonders geeignet. Sie gibt den Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und Volumen sowohl für den Dampf als auch für die flüssige Phase eines realen Fluids im Bereich reduzierter Temperaturen $T_r (= T/T_{crit}) = 0.3$ bis 4 und reduzierter Drücke $p_r (= p/p_{crit}) = 0$ bis 10 wieder. Als Parameter müssen kritischer Druck p_{crit} , kritische Temperatur T_{crit} und azentrischer Faktor ω des Fluids vorgegeben werden. Für Jet A-1 finden sich diese Werte in Gl. 3.1.1 und 3.5.2.

Die Lee-Kesler-Gleichung lautet:

$$Z = \left(\frac{p_r V_r}{T_r} \right) = 1 + \frac{B}{V_r} + \frac{C}{V_r^2} + \frac{D}{V_r^5} + F \quad (A6.1)$$

$$\text{mit: } B = b_1 - \frac{b_2}{T_r} - \frac{b_3}{T_r^2} - \frac{b_4}{T_r^3}$$

$$C = c_1 - \frac{c_2}{T_r} + \frac{c_3}{T_r^3}$$

$$D = d_1 + \frac{d_2}{T_r}$$

$$F = \frac{c_4}{T_r^3 V_r^2} \cdot \left(\beta + \frac{\gamma}{V_r^2} \right) \cdot \exp \left(-\frac{\gamma}{V_r^2} \right)$$

Mit V_m als molarem Volumen [m^3/kmol] ist das reduzierte molare Volumen definiert durch:

$$V_r = \frac{V_m}{\frac{R_m T_{crit}}{\rho_{crit}}} \quad (A6.2)$$

Man beachte, daß der Nenner nicht das molare Volumen am kritischen Punkt ist, sondern das sog. ideale ($Z_{crit} = 1$) molare Volumen am kritischen Punkt.

Wegen Gl. A6.2 erkennt man leicht, daß die obige Definition in Gl. A6.1 für den Realfaktor Z mit der in Gl. 3.20.3 identisch ist:

$$Z = \frac{p_r V_r}{T_r} = \frac{p V_m}{R_m T} = \frac{p}{R T} \quad (A6.3)$$

R ist die spezielle Gaskonstante des Fluids (Gl. 3.20.2 für Jet A-1) und R_m die universelle Gaskonstante (Gl. A1.1). Für die Lee-Kesler-Gleichung werden zwei Sätze von Konstanten mitgeteilt:

Konstante	Werte für 'simple fluid'	Werte für 'reference fluid'
b_1	0.1181193	0.2026579
b_2	0.265728	0.331511
b_3	0.154790	0.027655

Konstante	Werte für 'simple fluid'	Werte für 'reference fluid'
b_4	0.030323	0.203488
c_1	0.0236744	0.0313385
c_2	0.0186984	0.0503618
c_3	0.0	0.016901
c_4	0.042724	0.041577
d_1	0.155488E-04	0.48736E-04
d_2	0.623689E-04	0.0740336E-04
β	0.65392	1.226
γ	0.060167	0.03754

Das 'simple fluid' ist ein Fluid mit einem azentrischen Faktor von 0.0, wofür Lee u. Kesler den ersten Konstantensatz bestimmten, um die thermische Zustandsgleichung dieses Fluids zu beschreiben. Als 'reference fluid' mit einem möglichst hohen azentrischen Faktor wählten sie n-Oktan, weil dafür noch ausreichend viele Stoffdaten zur Verfügung standen. Die thermische Zustandsgleichung des n-Oktan wird durch den zweiten Koeffizientensatz beschrieben.

Um den Realfaktor Z zu gegebenen Werten von Druck p und Temperatur T des interessierenden Fluids nach der Lee-Kesler-Gleichung zu erhalten, muß die Gl. A6.1 zweimal gelöst werden, nämlich einmal für das 'simple fluid' und ein weiteres Mal für das 'reference fluid' mit dem jeweiligen zugehörigen Konstantensatz aus obiger Tabelle. Die Zahlenwerte für T_r und p_r sind beide Male mit der kritischen Temperatur T_{crit} und dem kritischen Druck p_{crit} des interessierenden Fluids zu bilden. Man erhält so einen Zahlenwert des Realfaktors $Z^{(0)}$ für das 'simple fluid' und einen Werte $Z^{(r)}$ für das 'reference fluid'.

Daraus wird dann der gesuchte Realfaktor Z des interessierenden Fluids errechnet:

$$Z = Z^{(0)} + \frac{\omega}{\omega^{(r)}} (Z^{(r)} - Z^{(0)}) \quad (A6.4)$$

wobei der azentrische Faktor des 'reference fluids' $\omega^{(r)} = 0.3978$ ist. Nach obiger Ausführung ist klar, daß dies der Wert von n-Oktan ist.

Mit Gl. A6.3 kann man dann vom Realfaktor $Z(T, p)$ auf die Dichte ρ oder das molare Volumen V_m des Fluids umrechnen.

Noch einige Hinweise zur Lösung der Lee-Kesler-Gleichung Gl. A6.1: Die Gleichung ist nichtlinear und implizit in Z , weil V_r auf der rechten Seite der Gleichung von Z abhängt. Die numerische Lösung muß somit iterativ erfolgen und sollte mit Real*8-Genauigkeit durchgeführt werden. Die Gleichung hat genau eine Lösung, falls $T_r \geq 1$ oder $p_r \geq 1$ erfüllt ist. Andernfalls gibt es mehrere Wurzeln $Z(T_r, p_r)$. Ist man an dem Realfaktor der flüssigen Phase interessiert, muß man die niedrigste Wurzel Z ermitteln. Betrachtet man die Gasphase, muß man die größte Wurzel Z bestimmen.

Unter gewissen Umständen gibt es keine Wurzeln der Lee-Kesler-Gleichung: Dies tritt z.B. dann auf, wenn man mit der Lee-Kesler-Gleichung den Realfaktor $Z(T, p_s(T))$ solcher Zustände auf der Siede- oder Taulinie ermitteln will, die einer Dampfdruckkurve $p_s(T)$ entstammen, deren Inkonsistenz zur Lee-Kesler-Gleichung ein gewisses Maß überschreitet. Das tritt regelmäßig im Bereich wenige Grad unterhalb der kritischen Temperatur auf. Abhilfe bringt dann für die siedende Flüssigkeit ein vorsichtiges leichtes Erhöhen des vorgegebenen

Werts des Dampfdrucks zu der Siedetemperatur, bzw. beim trocken gesättigten Dampf ein leichtes Verringen. Man macht sich das grundsätzlich klar, wenn man den Verlauf unterkritischer Isothermen der van-der-Waals'schen Zustandsgleichung im p,v-Diagramm betrachtet (etwa in Schmidt et al. (1975, S. 228)): Das Auffinden einer Wurzel der Zustandsgleichung bedeutet nämlich das Auffinden des entsprechenden Schnittpunkts der Isothermen T mit der Isobaren p (= horizontale Linie). Wegen des zunehmend flacheren Verlaufs der Isothermen im Naßdampfgebiet für Temperaturen, die sich der kritischen Temperatur nähern, kommt es gerade bei Temperaturen kurz unterhalb der kritischen Temperatur vor, daß p zu hoch oder zu niedrig vorgegeben wurde, sodaß es den gesuchten Schnittpunkt nicht mehr gibt.

Für eine übersichtliche Ermittlung des Realfaktors eines Fluids kann man den Aufwand zur Lösung der Lee-Kesler-Gleichung umgehen, wenn man auf bereits berechnete Tabellenwerte zurückgreift: Zahlenwerte für $Z^{(0)}$ und eine Abweichungsfunktion $Z^{(1)} = (Z^{(r)} - Z^{(0)}) / \omega$ sind nämlich in der Originalarbeit von Lee u. Kesler (1975) als Funktion von T_r und p_r im Bereich $T_r = 0.30 - 4.0$ und $p_r = 0.01 - 10.0$ (also im ganzen Gültigkeitsbereich der Zustandsgleichung) vertafelt. Diese beiden Tabellen für $Z^{(0)}$ und $Z^{(1)}$ sind weiter unten wiedergegeben. Man erhält dann Z aus:

$$Z(T_r, p_r) = Z^{(0)}(T_r, p_r) + \omega \cdot Z^{(1)}(T_r, p_r) \quad (A6.5)$$

Die Tabellenwerte eignen sich auch zur Überprüfung einer Programmierung der Lee-Kesler-Gleichung. Achtung: Die beiden Original-Tabellenwerte von Lee und Kesler für $Z^{(0)}$ und $Z^{(1)}$ am kritischen Punkt ($T_r = p_r = 1.0$) sind ungenau. Die verbesserten Werte, die bereits in den beiden folgenden Tabellen korrigiert wurden, lauten:

$$Z^{(0)}(T_r=1.0, p_r=1.0) = 0.291849 \quad (\text{Lee-Kesler -Original-Tabellenwert: } 0.2901)$$

$$Z^{(1)}(T_r=1.0, p_r=1.0) = -0.078866 \quad (\text{Lee-Kesler -Original-Tabellenwert: } -0.0879)$$

(A6.6)

Schließlich sei angemerkt, daß sich mittels der thermischen Zustandsgleichung die Abweichungen etlicher thermodynamischer Größen vom idealen Verhalten errechnen lassen. In der Originalarbeit von Lee u. Kesler (1975) sind hierzu die 'departure functions' für Enthalpie, Entropie, isochore und isobare Wärmekapazität zusammen mit dem Fugazität/Druck-Verhältnis als Formeln und in Tabellenform (jedoch keine Tabelle für c_v) aufgeführt, wie sie sich analytisch unter Zugrundelegung der Lee-Kesler-Gleichung ergeben. Die Formeln der 'departure functions' für Enthalpie und Entropie sowie alle Tabellen von Lee u. Kesler kann man auch in Reid et al. (1977, 1987) wiederfinden.

Für die Anwendung der Lee-Kesler-Gleichung auf Gemische definierter Zusammensetzung muß man zuvor die pseudokritische Temperatur $T_{\text{crit mix}}$ und den pseudokritischen Druck $p_{\text{crit mix}}$ ebenso wie den azentrischen Faktor ω_{mix} für das Gemisch mittels Mischungsregeln aus den entsprechenden Werten der Einzelkomponenten bestimmen und diese Werte dann in der Lee-Kesler-Gleichung benutzen. Näheres hierzu und auch für den Fall eines Gemisches nicht definierter Zusammensetzung (wie Kerosin) findet sich in Anhang 5.

¹ siehe z.B. die Definition der 'enthalpy departure function' HDEP nach Gl. 3.11.3 im vorliegenden Bericht. Die übrigen 'departure functions' sind analog definiert.

T_r	0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800	1.000	1.200	1.500	2.000	3.000	5.000	7.000	10.000
0.30	0.0029	0.0145	0.0290	0.0579	0.1158	0.1737	0.2315	0.2892	0.3470	0.4335	0.5775	0.8648	1.4366	2.0048	2.8507
0.35	0.0026	0.0130	0.0261	0.0522	0.1043	0.1564	0.2084	0.2604	0.3123	0.3901	0.5195	0.7775	1.2902	1.7987	2.5539
0.40	0.0024	0.0119	0.0239	0.0477	0.0953	0.1429	0.1904	0.2379	0.2853	0.3563	0.4744	0.7095	1.1758	1.6373	2.3211
0.45	0.0022	0.0110	0.0221	0.0442	0.0882	0.1322	0.1762	0.2200	0.2638	0.3294	0.4384	0.6551	1.0841	1.5077	2.1338
0.50	0.0021	0.0103	0.0207	0.0413	0.0825	0.1236	0.1647	0.2056	0.2465	0.3077	0.4092	0.6110	1.0094	1.4017	1.9801
0.55	0.0020	0.0098	0.0195	0.0390	0.0778	0.1166	0.1553	0.1939	0.2323	0.2899	0.3853	0.5747	0.9475	1.3137	1.8520
0.60	0.0019	0.0093	0.0186	0.0371	0.0741	0.1109	0.1476	0.1842	0.2207	0.2753	0.3657	0.5446	0.8959	1.2398	1.7440
0.65	0.0018	0.0089	0.0178	0.0356	0.0710	0.1063	0.1415	0.1765	0.2113	0.2634	0.3495	0.5197	0.8526	1.1741	1.6519
0.70	0.0017	0.0084	0.0169	0.0344	0.0687	0.1037	0.1366	0.1693	0.2038	0.2538	0.3364	0.4991	0.8161	1.1211	1.5729
0.75	0.0016	0.0080	0.0163	0.0336	0.0670	0.1021	0.1330	0.1656	0.1981	0.2464	0.3260	0.4823	0.7854	1.0787	1.5047
0.80	0.0015	0.0076	0.0159	0.0330	0.0661	0.0995	0.1307	0.1626	0.1942	0.2411	0.3182	0.4690	0.7598	1.0400	1.4456
0.85	0.0014	0.0072	0.0153	0.0325	0.0653	0.0983	0.1301	0.1614	0.1924	0.2382	0.3132	0.4591	0.7368	1.0071	1.3943
0.90	0.0013	0.0069	0.0149	0.0320	0.0646	0.0972	0.1296	0.1603	0.1913	0.2358	0.3114	0.4527	0.7220	0.9793	1.3496
0.95	0.0012	0.0066	0.0145	0.0316	0.0639	0.0962	0.1289	0.1593	0.1903	0.2333	0.3102	0.4507	0.7138	0.9648	1.3257
1.00	0.0011	0.0063	0.0141	0.0312	0.0632	0.0953	0.1282	0.1585	0.1895	0.2317	0.3138	0.4501	0.7092	0.9561	1.3108
1.05	0.0010	0.0060	0.0138	0.0309	0.0626	0.0945	0.1274	0.1576	0.1885	0.2299	0.3129	0.4494	0.7052	0.9480	1.2968
1.10	0.0009	0.0058	0.0135	0.0306	0.0620	0.0938	0.1267	0.1568	0.1876	0.2285	0.3120	0.4486	0.7018	0.9406	1.2835
1.15	0.0008	0.0056	0.0132	0.0303	0.0614	0.0931	0.1258	0.1559	0.1866	0.2272	0.3111	0.4477	0.7004	0.9372	1.2712
1.20	0.0007	0.0054	0.0129	0.0300	0.0609	0.0924	0.1250	0.1551	0.1857	0.2263	0.3102	0.4468	0.6991	0.9339	1.2610
1.30	0.0006	0.0052	0.0126	0.0297	0.0603	0.0917	0.1242	0.1543	0.1848	0.2251	0.3093	0.4459	0.6980	0.9307	1.2650
1.40	0.0005	0.0050	0.0123	0.0294	0.0598	0.0910	0.1234	0.1535	0.1840	0.2242	0.3084	0.4450	0.6966	0.9282	1.2622
1.50	0.0004	0.0048	0.0120	0.0291	0.0593	0.0903	0.1226	0.1527	0.1832	0.2233	0.3075	0.4441	0.6950	0.9257	1.2610
1.60	0.0003	0.0046	0.0117	0.0288	0.0588	0.0896	0.1218	0.1519	0.1824	0.2224	0.3066	0.4432	0.6934	0.9232	1.2610
1.70	0.0002	0.0044	0.0114	0.0285	0.0583	0.0889	0.1210	0.1511	0.1816	0.2215	0.3057	0.4423	0.6918	0.9207	1.2610
1.80	0.0001	0.0042	0.0111	0.0282	0.0578	0.0882	0.1202	0.1503	0.1808	0.2206	0.3048	0.4414	0.6902	0.9182	1.2610
1.90	0.0000	0.0040	0.0108	0.0279	0.0573	0.0875	0.1194	0.1495	0.1799	0.2197	0.3039	0.4405	0.6886	0.9157	1.2610
2.00	0.0000	0.0038	0.0105	0.0276	0.0568	0.0868	0.1186	0.1487	0.1791	0.2188	0.3030	0.4396	0.6870	0.9132	1.2610
2.20	0.0000	0.0036	0.0102	0.0273	0.0563	0.0861	0.1178	0.1479	0.1783	0.2179	0.3021	0.4387	0.6854	0.9107	1.2610
2.40	0.0000	0.0034	0.0100	0.0270	0.0558	0.0854	0.1170	0.1471	0.1775	0.2170	0.3012	0.4378	0.6838	0.9082	1.2610
2.60	0.0000	0.0032	0.0097	0.0267	0.0553	0.0847	0.1162	0.1463	0.1767	0.2161	0.3003	0.4369	0.6822	0.9057	1.2610
2.80	0.0000	0.0030	0.0095	0.0264	0.0548	0.0840	0.1154	0.1455	0.1759	0.2152	0.2994	0.4360	0.6806	0.9032	1.2610
3.00	0.0000	0.0028	0.0092	0.0261	0.0543	0.0833	0.1146	0.1447	0.1751	0.2143	0.2985	0.4351	0.6790	0.9007	1.2610
3.50	0.0000	0.0024	0.0088	0.0257	0.0537	0.0827	0.1139	0.1440	0.1744	0.2136	0.2976	0.4342	0.6774	0.8982	1.2610
4.00	0.0000	0.0020	0.0084	0.0253	0.0531	0.0821	0.1132	0.1433	0.1737	0.2129	0.2967	0.4333	0.6758	0.8957	1.2610

Werte $Z^{(0)}(T_r, p_r)$ entnommen Lee u. Kesler (1975, p. 515)

Hinweis: - die Linie trennt das Gebiet der Flüssigkeit (oberhalb der Linie) von dem Gebiet des Dampfes

- Zahlenwert bei $T_r = p_r = 1.0$ korrigiert

T_r	0.010	0.050	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800	P_r	1.000	1.200	1.500	2.000	3.000	5.000	7.000	10.000
0.30	-0.0008	-0.0040	-0.0081	-0.0161	-0.0323	-0.0484	-0.0645	-0.0806	-0.0966	-0.1207	-0.1608	-0.2407	-0.3996	-0.5572	-0.7915	
0.35	-0.0009	-0.0046	-0.0093	-0.0185	-0.0370	-0.0554	-0.0738	-0.0921	-0.1105	-0.1379	-0.1879	-0.2738	-0.4523	-0.6279	-0.8663	
0.40	-0.0010	-0.0048	-0.0095	-0.0190	-0.0380	-0.0570	-0.0758	-0.0946	-0.1134	-0.1414	-0.1879	-0.2739	-0.4603	-0.6365	-0.8936	
0.45	-0.0009	-0.0047	-0.0094	-0.0187	-0.0374	-0.0560	-0.0745	-0.0929	-0.1113	-0.1397	-0.1840	-0.2734	-0.4475	-0.6162	-0.8609	
0.50	-0.0009	-0.0045	-0.0090	-0.0181	-0.0360	-0.0539	-0.0716	-0.0893	-0.1069	-0.1330	-0.1762	-0.2611	-0.4253	-0.5831	-0.8099	
0.55	-0.0314	-0.0043	-0.0084	-0.0172	-0.0343	-0.0513	-0.0682	-0.0849	-0.1015	-0.1243	-0.1649	-0.2455	-0.3991	-0.5446	-0.7521	
0.60	-0.0205	-0.0041	-0.0082	-0.0164	-0.0326	-0.0487	-0.0646	-0.0803	-0.0960	-0.1192	-0.1592	-0.2312	-0.3718	-0.5047	-0.6928	
0.65	-0.0137	-0.0072	-0.0072	-0.0156	-0.0309	-0.0461	-0.0611	-0.0759	-0.0906	-0.1122	-0.1476	-0.2169	-0.3447	-0.4653	-0.6346	
0.70	-0.0093	-0.0507	-0.0161	-0.0148	-0.0294	-0.0438	-0.0579	-0.0718	-0.0855	-0.1057	-0.1385	-0.2013	-0.3184	-0.4270	-0.5785	
0.75	-0.0004	-0.0339	-0.0744	-0.0143	-0.0282	-0.0417	-0.0550	-0.0681	-0.0808	-0.0996	-0.1298	-0.1872	-0.2929	-0.3901	-0.5250	
0.80	-0.0044	-0.0228	-0.0487	-0.0160	-0.0272	-0.0401	-0.0526	-0.0648	-0.0767	-0.0940	-0.1217	-0.1736	-0.2682	-0.3545	-0.4740	
0.85	-0.0029	-0.0152	-0.0319	-0.0715	-0.0268	-0.0391	-0.0509	-0.0622	-0.0731	-0.0888	-0.1138	-0.1602	-0.2439	-0.3201	-0.4254	
0.90	-0.0019	-0.0099	-0.0205	-0.0442	-0.1118	-0.0396	-0.0514	-0.0604	-0.0701	-0.0840	-0.1057	-0.1463	-0.2195	-0.2862	-0.3788	
0.93	-0.0015	-0.0075	-0.0154	-0.0326	-0.0763	-0.1662	-0.0514	-0.0602	-0.0687	-0.0810	-0.1007	-0.1374	-0.2045	-0.2661	-0.3516	
0.95	-0.0012	-0.0062	-0.0126	-0.0262	-0.0589	-0.1110	-0.0540	-0.0607	-0.0678	-0.0788	-0.0967	-0.1298	-0.1943	-0.2526	-0.3339	
0.97	-0.0010	-0.0050	-0.0101	-0.0208	-0.0450	-0.0770	-0.1647	-0.0623	-0.0669	-0.0759	-0.0921	-0.1240	-0.1837	-0.2391	-0.3163	
0.98	-0.0009	-0.0044	-0.0090	-0.0184	-0.0390	-0.0641	-0.1100	-0.0641	-0.0661	-0.0740	-0.0888	-0.1202	-0.1783	-0.2322	-0.3075	
0.99	-0.0008	-0.0039	-0.0079	-0.0161	-0.0335	-0.0531	-0.0796	-0.0680	-0.0646	-0.0715	-0.0861	-0.1162	-0.1728	-0.2254	-0.2989	
1.00	-0.0007	-0.0034	-0.0069	-0.0140	-0.0285	-0.0435	-0.0568	-0.0729	-0.0609	-0.0678	-0.0824	-0.1118	-0.1672	-0.2185	-0.2902	
1.01	-0.0006	-0.0030	-0.0060	-0.0120	-0.0240	-0.0351	-0.0429	-0.0523	-0.0473	-0.0521	-0.0621	-0.0778	-0.1072	-0.1615	-0.2116	-0.2816
1.02	-0.0005	-0.0026	-0.0051	-0.0102	-0.0198	-0.0277	-0.0303	-0.0362	-0.0327	-0.0354	-0.0432	-0.0522	-0.0638	-0.0835	-0.1047	-0.12731
1.05	-0.0003	-0.0015	-0.0029	-0.0054	-0.0092	-0.0097	-0.0032	-0.0220	-0.1059	0.0451	-0.0432	-0.0838	-0.1370	-0.1835	-0.2476	
1.10	-0.0000	0.0000	0.0001	0.0007	0.0038	0.0106	0.0236	0.0476	0.0897	0.1630	0.0698	-0.0373	-0.1021	-0.1469	-0.2056	
1.15	0.0002	0.0011	0.0023	0.0052	0.0127	0.0237	0.0396	0.0625	0.0943	0.1548	0.1667	0.0332	-0.0611	-0.1084	-0.1642	
1.20	0.0004	0.0019	0.0039	0.0084	0.0190	0.0326	0.0499	0.0719	0.0991	0.1477	0.1990	0.1095	-0.0141	-0.0678	-0.1231	
1.30	0.0006	0.0030	0.0061	0.0125	0.0267	0.0429	0.0612	0.0819	0.1048	0.1420	0.1991	0.2079	0.0875	0.0176	-0.0423	
1.40	0.0007	0.0036	0.0072	0.0147	0.0306	0.0477	0.0661	0.0857	0.1063	0.1383	0.1894	0.2307	0.1737	0.1008	0.0350	
1.50	0.0008	0.0039	0.0078	0.0158	0.0323	0.0497	0.0677	0.0864	0.1053	0.1345	0.1806	0.2433	0.2309	0.1717	0.1058	
1.60	0.0008	0.0040	0.0080	0.0162	0.0330	0.0501	0.0677	0.0855	0.1035	0.1303	0.1729	0.2381	0.2631	0.2255	0.1673	
1.70	0.0008	0.0040	0.0081	0.0163	0.0329	0.0497	0.0667	0.0838	0.1008	0.1259	0.1658	0.2305	0.2788	0.2628	0.2179	
1.80	0.0008	0.0040	0.0081	0.0162	0.0325	0.0488	0.0652	0.0816	0.0978	0.1216	0.1593	0.2224	0.2846	0.2871	0.2576	
1.90	0.0008	0.0040	0.0079	0.0159	0.0318	0.0477	0.0635	0.0792	0.0947	0.1173	0.1532	0.2144	0.2848	0.3017	0.2876	
2.00	0.0008	0.0039	0.0078	0.0155	0.0310	0.0464	0.0617	0.0767	0.0916	0.1133	0.1476	0.2069	0.2819	0.3097	0.3096	
2.20	0.0007	0.0037	0.0074	0.0147	0.0293	0.0437	0.0579	0.0719	0.0857	0.1057	0.1374	0.1932	0.2720	0.3135	0.3355	
2.40	0.0007	0.0035	0.0070	0.0139	0.0276	0.0411	0.0544	0.0675	0.0803	0.0989	0.1285	0.1812	0.2602	0.3089	0.3459	
2.60	0.0007	0.0033	0.0066	0.0131	0.0260	0.0387	0.0512	0.0634	0.0754	0.0929	0.1207	0.1706	0.2484	0.3009	0.3475	
2.80	0.0006	0.0031	0.0062	0.0124	0.0245	0.0365	0.0483	0.0598	0.0711	0.0876	0.1138	0.1613	0.2372	0.2915	0.3443	
3.00	0.0006	0.0029	0.0059	0.0117	0.0232	0.0345	0.0456	0.0565	0.0672	0.0828	0.1076	0.1529	0.2268	0.2817	0.3385	
3.50	0.0005	0.0026	0.0052	0.0103	0.0204	0.0303	0.0401	0.0497	0.0591	0.0728	0.0949	0.1356	0.2042	0.2584	0.3194	
4.00	0.0005	0.0023	0.0046	0.0091	0.0182	0.0270	0.0357	0.0443	0.0527	0.0651	0.0849	0.1219	0.1857	0.2378	0.2994	

Werte $Z^{(1)}(T_r, p_r)$ entnommen Lee u. Kesler (1975, p. 516)

Hinweis: - die Linie trennt das Gebiet der Flüssigkeit (oberhalb der Linie)
von dem Gebiet des Dampfes

- Zahlenwert bei $T_r = p_r = 1.0$ korrigiert